ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

TOME IV. JUILLET 1949. N° 17.

TOME IV — JUILLET 1949 — N° 17

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T. S. F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO-CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET CIE (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 23, rue du Maroc, Paris (19e).

AMPLIFICATION PAR INTERACTION ÉLECTRONIQUE DIRECTE DANS DES TUBES SANS CIRCUITS [1]

PAR P. GUÉNARD, R. BERTEROTTIÈRE, ET O. DŒHLER.

Département « Électronique » du Centre de Recherches
de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil.

SOMMAIRE. — *En considérant un faisceau électronique comme un milieu possédant, vis-à-vis de petites perturbations, une fréquence propre, les auteurs établissent de façon simple la possibilité d'une amplification dans un tube comprenant deux faisceaux de vitesses différentes. La théorie est ensuite étendue au cas où les perturbations ne restent pas petites et permet ainsi d'estimer le rendement que l'on peut attendre des tubes basés sur ce principe.*

1. **Introduction**.

De nombreux tubes pour hyperfréquences (tubes à modulation de vitesse, tubes à onde progressive) utilisent des faisceaux relativement longs et étroits, réalisés au moyen de dispositifs électrostatiques ou magnétiques. Dans l'étude de ces tubes, on suppose en général que tous les électrons du faisceau ont la même vitesse (en l'absence d'énergie alternative). En faisant cette hypothèse, dont on sait qu'elle n'est pas en général réalisée, on néglige un facteur qui peut conduire à des phénomènes nouveaux, dont l'existence nous a été suggérée par l'observation accidentelle d'oscillations dans un tube ne comportant qu'un faisceau électronique à l'exclusion de tout circuit. Ce tube était en fait une maquette, réalisée au cours de l'étude d'un tube à modulation de vitesse, et destinée à l'étude de la focalisation d'un faisceau intense. Cette maquette n'était constituée que par un canon électronique, un tube métallique entourant le faisceau et un collecteur d'électrons. L'observation d'oscillations dans un tel tube, dépourvu de tout circuit résonnant ou ligne à retard, invitait à examiner de plus près les phénomènes pouvant exister au sein du faisceau électronique et en particulier l'influence des différences de vitesse qui existent presque toujours entre les divers électrons d'une même section du faisceau.

L'étude de faisceaux possédant des électrons de vitesses différentes montre qu'il est possible qu'une perturbation initiale y soit amplifiée. Si les conditions sont telles que l'onde amplifiée après réflexion sur l'extrémité du tube, puisse en revenir exciter l'origine, des oscillations telles que celles qui ont été obtenues expérimentalement, peuvent se produire. Mais les phénomènes mis en évidence par cette étude vont au dela de l'explication de ces oscillations et suggèrent un nouveau type de tube amplificateur ayant des caractéristiques analogues à celles des tubes à ondes progressives et en particulier une très grande largeur de bande. Des publications récentes [1, 2, 3, 4] montrent que l'emploi de ces tubes a été envisagé aux États-Unis. Les théories développées dans ces publications et qui sont limitées au cas de perturbations de petite amplitude, coïncident, dans leurs résultats essentiels, avec celle qui, sous une forme simplifiée, est exposée dans ce qui suit.

2. **Rappel du mécanisme de l'amplification des tubes à modulation de vitesse**.

Dans les tubes à modulation de vitesse amplificateurs, l'amplification d'énergie se fait également par l'intermédiaire d'un faisceau électronique. Dans l'espace de glissement de ces tubes, une perturbation apportée à l'origine, sous forme d'une variation alternative de la vitesse des électrons, se transforme en une modulation de densité relativement profonde à l'issue de cet espace. Nous rappellerons d'abord brièvement une théorie simple de cette transformation de modulation de vitesse en modulation de

[1] Communication présentée le 11 mars 1949 à une séance commune de la 5e Section de la Société des Radioélectriciens et de la 8e Section de la Société des Électriciens.

densité. Nous supposerons le faisceau de dimensions transversales très grandes et composé d'électrons ayant la même vitesse moyenne v_0. La modulation de vitesse étant appliquée parallèlement à l'axe du faisceau, toutes les grandeurs caractérisant l'état du faisceau ne dépendent que d'une coordonnée d'espace. Nous supposerons d'autre part que les amplitudes des variations de vitesse et de densité varient lentement le long du faisceau. Avec ces hypothèses, le problème réel peut, pour un observateur se déplaçant le long du faisceau avec une vitesse égale à la vitesse moyenne v_0 des électrons du faisceau, être remplacé par le problème suivant [5].

Sur une répartition infiniment étendue d'électrons initialement immobiles, de densité $-\rho_0$, dont l'existence est assurée par une distribution de charges positives fixes de densité ρ_0 est appliquée à l'instant $t = 0$, une modulation de vitesse répartie périodiquement dans l'espace et de la forme

$$(1) \qquad \tilde{v} = -\tilde{v}_0 \sin \frac{\omega z}{v_0}.$$

L'évolution au cours du temps de la répartition des vitesses et des densités de ce modèle décrit l'évolution le long de l'espace de glissement des répartitions de vitesses et de densités du problème réel.

En supposant faibles toutes les perturbations apportées à l'état initial, le champ électrique E_z obéit à l'équation

$$(2) \qquad \frac{1}{\Omega^2} \frac{d^2 E_z}{dt^2} - E_z = 0,$$

où $\Omega^2 = \frac{e}{m} \frac{\rho_0}{\varepsilon_0}$ représente la *fréquence propre* du plasma de densité ρ_0. De cette équation (2) il résulte que toutes les grandeurs alternatives varient au cours du temps avec des facteurs sin Ωt et cos Ωt. En écrivant qu'à l'origine la modulation de vitesse est représentée par (1) et qu'il n'y a pas de modulation de densité, on obtient ainsi, pour l'évolution au cours du temps de la modulation de vitesse et de la modulation de densité les expressions

$$(3) \qquad \tilde{v} = -\tilde{v}_0 \sin \frac{\omega z}{v_0} \cos \Omega t.$$

$$(4) \qquad \frac{\tilde{\rho}}{\rho_0} = -\frac{\tilde{v}_0 \omega}{v_0 \Omega} \cos \frac{\omega z}{v_0} \sin \Omega t.$$

Ces résultats, qui se présentent sous la forme d'ondes stationnaires, peuvent s'interpréter par la composition de deux ondes progressives de vitesse $\pm v_\Omega$ où $v_\Omega = \frac{\Omega}{\omega} v_0$. Ils montrent comment la modulation de vitesse se transforme progressivement en modulation de densité. L'énergie alternative, qui pour $t = 0$ était uniquement de l'énergie cinétique, se transforme progressivement en énergie potentielle, correspondant à l'apparition de *paquets* d'électrons dans le faisceau. Cette transformation est complète pour $\Omega t = \frac{\pi}{2}$ et l'on vérifie facilement sur les expressions (3) et (4) que la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle reste constante. Il n'y a donc pas d'amplification d'énergie H. F. dans l'espace de glissement d'un tube à modulation de vitesse et l'amplification dans ces tubes est liée au fait que l'énergie potentielle correspondant à l'existence de paquets d'électrons est nettement inférieure à l'énergie que l'on peut obtenir en freinant ces paquets par un champ H. F. convenable.

Le fait qu'il n'y ait pas amplification H. F. dans l'espace de glissement des tubes à modulation de vitesse est évident sur le modèle utilisé, où ne figure aucune source d'énergie continue susceptible de se transformer en énergie H. F. Il en va autrement lorsqu'il coexiste des faisceaux de vitesses différentes, le freinage mutuel des électrons de ces faisceaux permettant à une fraction de l'énergie continue transportée par les faisceaux d'être transformée en énergie alternative.

3. Amplification d'énergie H. F. au moyen de deux faisceaux de vitesses différentes.

Considérons d'abord deux faisceaux (*fig.* 1), l'un, le faisceau inducteur A, que nous supposons modulé en densité, et l'autre, le faisceau induit B, d'intensité

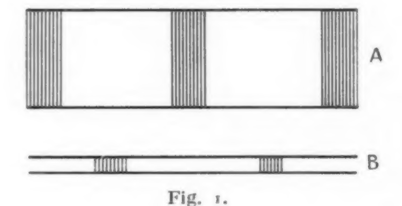


Fig. 1.

suffisamment faible pour que ses réactions sur A puissent être négligées. Les deux faisceaux étant tout d'abord immobiles, la présence des paquets d'électrons dans le faisceau A entraîne une variation de la répartition des charges dans le faisceau B, dont le champ E est déterminé par la condition

$$(5) \qquad \frac{1}{\Omega^2} \frac{d^2 E}{dt^2} + E = -E_i \sin \frac{\omega z}{v_0},$$

où E_i est le champ inducteur. L'état d'équilibre est atteint lorsque la répartition des charges dans le

faisceau B est telle que le champ E y soit égal et opposé au champ inducteur $E_i \sin \frac{\omega z}{v_0}$. Si, maintenant, le faisceau inducteur (A) est animé d'une vitesse δ par rapport au faisceau (B), le champ inducteur est de la forme $E_i \sin \frac{\omega}{v_0}(z - \delta t)$ et l'équation (5) se transforme en

$$\frac{1}{\Omega^2}\frac{d^2 E}{dt^2} + E = -E_i \sin \frac{\omega}{v_0}(z - \delta t)$$

dont la solution de régime permanent est

$$E = \frac{-E_i \sin \frac{\omega}{v_0}(z - \delta t)}{1 - \frac{\delta^2}{v_\Omega^2}}.$$

Cette expression met en évidence une augmentation de l'amplitude du champ induit par rapport au champ inducteur, le faisceau B entrant en quelque sorte en *résonance* lorsque $\delta = \pm v_\Omega$, c'est-à-dire lorsque le champ inducteur se déplace dans le faisceau induit à la même vitesse que l'une des deux ondes qui peuvent s'y propager.

Si la réaction du faisceau (B) sur le faisceau A n'est pas négligeable, des équations analogues à (5) devront être écrites pour chacun des faisceaux, que nous mettrons, *a priori*, sous la forme

$$(6) \qquad \frac{1}{\Omega_A^2}\frac{d^2 E_A}{dt^2} + E_A + k_A E_B = 0,$$

$$(7) \qquad \frac{1}{\Omega_B^2}\frac{d^2 E_B}{dt^2} + E_B + k_B E_A = 0,$$

chacune de ces équations (6) et (7) étant rapportée à un observateur se déplaçant avec le faisceau correspondant. Les coefficients k_A et k_B caractérisent le degré de couplage des deux faisceaux et sont au maximum égaux à l'unité quand les deux faisceaux sont intimement mélangés. En fait, c'est seulement dans le cas où les faisceaux sont infiniment étendus que des équations telles que (2) et (5) sont valables. Dans les autres cas, les coefficients tels que Ω et k ne peuvent être définis sans ambiguité et l'étude rigoureuse conduit à un système d'équations nettement plus compliqué que (6) et (7). Ces dernières équations peuvent cependant suggérer dans certains cas des solutions approchées relativement simples. Nous nous limiterons dans la suite au cas où les deux faisceaux sont infiniment étendus et donc intimement mélangés ($k_A = k_B = 1$).

Les solutions des équations (6) et (7) peuvent être cherchées, en les rapportant à un observateur commun, sous la forme

$$E_A = A\, e^{\alpha t}\, e^{\frac{j\omega z}{v_0}}, \qquad E_B = B\, e^{\alpha t}\, e^{\frac{j\omega z}{v_0}}.$$

Si δ_A et $-\delta_B$ représentent les vitesses des deux faisceaux par rapport à l'observateur commun, les valeurs de E_A et de E_B à introduire dans les équations (6) et (7) contiennent, dans l'équation (6) le facteur $e^{\alpha t}\, e^{\frac{j\omega(z-\delta_A t)}{v_0}}$ et dans l'équation (7) le facteur $e^{\alpha t}\, e^{\frac{j\omega(z+\delta_B t)}{v_0}}$ et le système des équations (6) et (7) prend la forme

$$(8) \qquad \left[\frac{1}{\Omega_A^2}\left(\alpha - j\delta_A\frac{\omega}{v_0}\right)^2 + 1\right]A + k_B B = 0,$$

$$(9) \qquad \left[\frac{1}{\Omega_B^2}\left(\alpha + j\delta_B\frac{\omega}{v_0}\right)^2 + 1\right]B - k_A A = 0,$$

ce qui détermine α par la condition

$$(10) \qquad \left[\left(\frac{\alpha}{\Omega_A} - j\frac{\delta_A\omega}{v_0\Omega_A}\right)^2 + 1\right] \times \left[\left(\frac{\alpha}{\Omega_B} + j\frac{\delta_B\omega}{v_0\Omega_B}\right)^2 + 1\right] = k_A k_B.$$

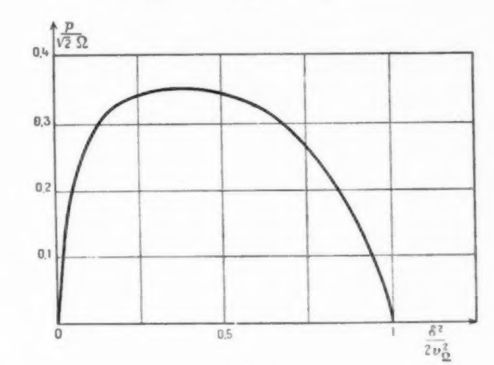


Fig. 2.

Nous limitons la discussion de cette équation au cas $k_A = k_B = 1$ et nous supposerons en outre $\Omega_A = \Omega_B = \Omega$. Il est alors naturel de choisir pour l'observateur commun une vitesse égale à la moyenne des vitesses des deux faisceaux et en appelant 2δ la différence de vitesses des deux faisceaux, ceci conduit à poser $\delta_A = \delta_B = \delta$.

Les solutions de (10) se mettent alors sous la forme

$$(11) \qquad \frac{\alpha^2}{\Omega^2} = \pm\sqrt{1 + \frac{4\delta^2}{v_\Omega^2}} - 1 - \frac{\delta^2}{v_\Omega^2}.$$

Si $\frac{\delta}{v_\Omega} > \sqrt{2}$, les quatre racines sont imaginaires et il n'y a pas de modifications essentielles par rapport au cas du tube à un seul faisceau (tube à modulation de vitesse). Si, au contraire $\frac{\delta}{v_\Omega} < \sqrt{2}$, deux des racines sont réelles et opposées, et à la racine réelle

et positive p correspond une amplification. Les coefficients des quatre ondes, correspondant aux quatre valeurs de α étant choisis de façon à satisfaire aux conditions initiales, au bout d'un certain temps, seule sera importante l'onde amplifiée. A cette amplification dans le temps, correspond dans le tube réel, une amplification le long du tube de la forme $e^{\gamma z}$ où $\gamma = \frac{p}{v_0}$. La figure 2 représente les variations de $\frac{p}{\Omega} = \gamma \frac{v_0}{\Omega}$ avec $\frac{\tilde{\delta}}{v_\Omega}$. $\frac{p}{\Omega}$ passe par un maximum égal à $\frac{1}{2}$ pour $\frac{\tilde{\delta}}{v_\Omega} = \frac{\sqrt{3}}{2}$. A ce maximum, correspond pour le facteur d'amplification γ la valeur

$$\gamma = 1330\, I^{\frac{1}{2}} V^{-\frac{3}{4}} \quad \text{db : cm},$$

où I est la densité du courant transporté par l'un des faisceaux, V la tension d'accélération moyenne des deux faisceaux.

La largeur de bande, liée au mécanisme de l'amplification lui-même est obtenue en cherchant les variations avec la fréquence de p, la fréquence intervenant dans l'équation (11) par l'intermédiaire de v_Ω.

Au voisinage du maximum, γ varie suivant la loi

$$\gamma = \gamma_{\max}\left[1 - \frac{9}{16}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2\right].$$

En appelant l la longueur du tube et G son gain rapporté à la fraction de la puissance d'entrée qui excite effectivement l'onde amplifiée

$$G = \gamma l = G_{\max}\left[1 - \frac{9}{16}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2\right]$$

et la bande passante définie par $G_{\max} - G = 3$ db vaut

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{2,3}{\sqrt{G_{\max}}}.$$

Exemple numérique. — Pour un tube comportant deux faisceaux de 40 mA : cm² et fonctionnant sous la tension moyenne de 1 000 V, le gain maximum est de 1,4 db : cm. Pour fonctionner à 10 cm de longueur d'onde au gain maximum, l'écart relatif de vitesse doit être de 6 %, les tensions d'accélération pour chacun des faisceaux étant alors 940 et 1 060 V. Ceci suppose les faisceaux mélangés et de dimensions transversales infinies. On peut effectivement réaliser deux faisceaux mélangés en utilisant un système tel que celui de la figure 3 comprenant deux cathodes K_1 et K_2, la cathode K_2 étant percée de trous et constituant une grille transparente aux électrons issus de K_1. Pour l'influence de la limitation transversale des faisceaux, un calcul plus complet montre que pour un faisceau de 4 mm de diamètre entouré d'un étui métallique de diamètre double, le gain se trouve divisé par le facteur 1,3, il tombe donc dans l'exemple donné à 1,1 db : cm.

Pour un tube de 20 cm de long, le gain maximum vaudrait donc environ 30 db et la largeur de bande environ 40 % en valeur relative, c'est-à-dire ± 500 Mc : s.

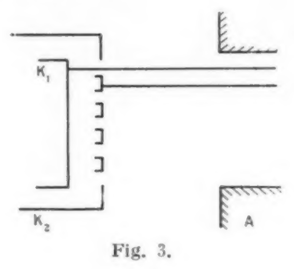


Fig. 3.

4. Étude du cas où les amplitudes des grandeurs alternatives ne restent pas petites.

L'énergie H. F. liée à l'apparition d'une modulation de densité est prélevée sur l'énergie cinétique correspondant à la différence des vitesses des faisceaux. Pour un élément de volume correspondant à une section unité et à une longueur $\frac{2\pi v_0}{\omega}$ l'énergie cinétique ainsi disponible vaut

$$W_{\text{cin}} = \frac{1}{2} m \tilde{\delta}^2 \frac{2\rho_0}{e} \frac{2\pi v_0}{\omega},$$

où ρ_0 est la densité électronique de chacun des faisceaux.

L'énergie potentielle liée à la formation de paquets est donc au maximum égale à W_{cin}. Cette énergie est répartie sur la composante fondamentale et les divers harmoniques. En appelant $\tilde{\rho}$ l'amplitude de la composante fondamentale (pour l'ensemble des deux faisceaux) l'énergie potentielle correspondante est

$$W_{\text{pot}} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\rho}^2 v_0^2}{\varepsilon_0 \omega^2} \frac{2\pi v_0}{\omega}$$

et, en écrivant que $W_{\text{pot}} < W_{\text{cin}}$ la valeur maximum de $\tilde{\rho}$ est déterminée par la condition

$$\left(\frac{\tilde{\rho}}{2\rho_0}\right)^2 < \frac{m\tilde{\delta}^2 \varepsilon_0}{2\rho_0 e} \frac{\omega^2}{v_0^2} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\delta}^2}{v_\Omega^2}.$$

D'autre part, la différence de vitesses des deux faisceaux est limitée, pour que l'amplification existe par la condition $\frac{1}{2}\frac{\tilde{\delta}^2}{v_\Omega^2} < 1$. La composante fondamentale de la modulation de densité, rapportée à la

densité totale est donc limitée à 1. A cette valeur correspond une valeur limite du rendement de 50 %. Lorsque les conditions de gain maximum sont réalisées, $\frac{\delta}{v_\Omega} = \frac{\sqrt{3}}{2}$ et les chiffres précédents sont multipliés par $\frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} = 0,6$. Ces considérations énergétiques imposent déjà une valeur limitée du rendement. En fait, cette estimation conduit à des valeurs qui sont certainement excessives et une estimation plus serrée ne peut être faite qu'en étudiant le mouvement des électrons dans les deux faisceaux.

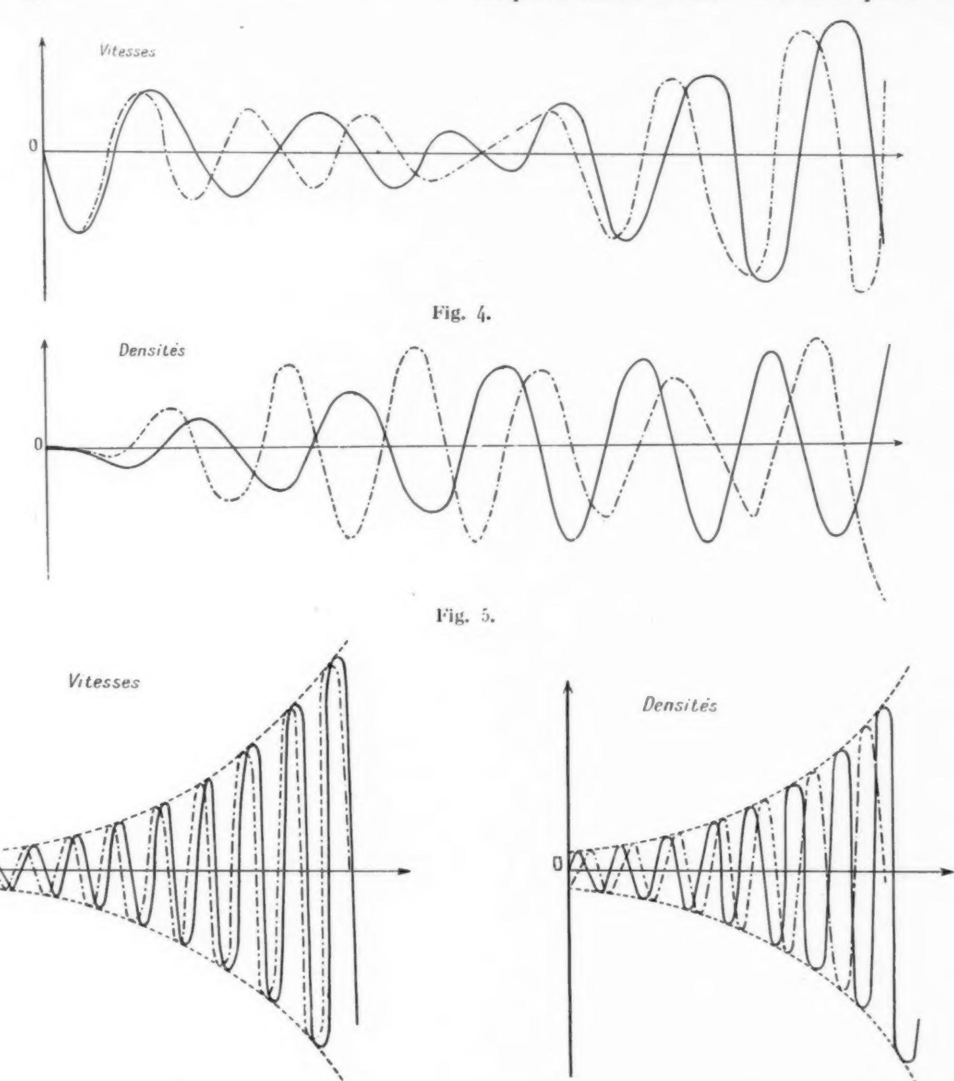


Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

Fig. 7.

Cette étude sera faite sur le même modèle qui a servi dans le cas des amplitudes faibles : deux faisceaux illimités, de même densité, allant à la rencontre l'un de l'autre avec une vitesse égale δ. La perturbation initiale sera réalisée par une modulation de vitesse sinusoïdale symétrique par rapport à l'origine et de profondeur μ. La densité électronique totale est alors une fonction symétrique de l'abscisse z et du temps

$$(12)\qquad \frac{\bar{\rho}}{2\rho_0} = 1 + a\cos\frac{\omega z}{v_0} + b\cos\frac{2\omega z}{v_0} + c\cos\frac{3\omega z}{v_0} + \dots$$

Les forces agissant sur les électrons peuvent être déterminées par le potentiel V obéissant à l'équation de Poisson

$$(13)\qquad \frac{\partial^2 V}{dz^2} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

L'équation du mouvement d'un électron

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{e}{m}\frac{\partial V}{\partial z}$$

sera écrite en faisant apparaître l'écart entre l'abscisse z d'un électron et l'abscisse qu'il aurait en l'absence des forces liées au potentiel V, c'est-à-dire $z_0 + \delta t$, où z_0 est l'abscisse initiale.

En posant

$$\zeta = \frac{\omega z}{v_0},$$
$$\zeta_0 = \frac{\omega z_0}{v_0},$$
$$\tau = \frac{\omega}{v_0}\delta t,$$
$$\varepsilon = \zeta - \zeta_0 - \tau,$$

l'équation du mouvement prend la forme

$$(14)\qquad \frac{d^2\varepsilon}{d\tau^2} = 2\frac{\Omega^2 v_0^2}{\omega^2\delta^2}\left[a\sin\frac{\omega z}{v_0} + \frac{b}{2}\sin\frac{2\omega z}{v_0} + \frac{c}{3}\sin\frac{3\omega z}{v_0} + \ldots\right],$$

la quantité ε peut être développée en série de Fourier des $\sin\zeta$ et $\cos\zeta$ sous la forme

$$(15)\qquad \varepsilon = C + \alpha\sin\zeta + A\cos\zeta + \beta\sin 2\zeta + B\cos 2\zeta + \gamma\sin 3\zeta + \Gamma\cos 3\zeta + \ldots.$$

La condition de conservation d'électricité s'exprime, d'autre part, comme il est connu, par les relations

$$(16)\qquad \left\{\begin{aligned} a &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}\cos\zeta\, d\zeta, \\ b &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}\cos 2\zeta\, d\zeta, \\ c &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}\cos 3\zeta\, d\zeta\ldots \end{aligned}\right.$$

Toutes les quantités sont alors développées en série de puissances de μ, profondeur de modulation de vitesse qui est supposée infiniment petite. En ne gardant que les termes en μ on retrouve ainsi, dans le cas particulier d'une modulation de vitesse à l'origine, la solution pour les amplitudes faibles. Les coefficients de μ dans les développements de α et A s'écrivent par exemple

$$(17)\qquad \alpha_1 = \frac{2}{\sqrt{k^2+8k}}\left[-\frac{1-p^2}{2p}\sinh pt - \frac{1+q^2}{2}\frac{\sin qt}{q}\right]$$

et

$$(18)\qquad A_1 = \frac{2}{\sqrt{k^2+8k}}[-\cosh pt + \cos qt].$$

où $k = 2\frac{\Omega^2}{\omega^2}\frac{v_0^2}{\delta^2}$, $\frac{p^2}{\Omega^2}$ et $\frac{q^2}{\Omega^2}$ étant les valeurs positive et négative du deuxième membre de l'équation (11).

Pour t grand, ces termes se réduisent à

$$(19)\qquad \alpha_1 \sim -\frac{1}{\sqrt{k^2+8k}}\frac{1-p^2}{2p}e^{pt}$$

et

$$(20)\qquad A_1 \sim \frac{1}{\sqrt{k^2+8k}}e^{pt}.$$

Les figures 4, 5, 6 et 7 montrent comment varient les composantes alternatives des vitesses et des densités des deux faisceaux, le long du tube, à un instant donné, dans le cas d'une modulation de vitesse initiale. Après un intervalle de quelques périodes dans lequel le phénomène s'organise, les amplitudes et les phases relatives correspondant aux deux faisceaux étant invariables, les amplitudes croissent exponentiellement. Dans cette région, les expressions approchées telles que (19) et (20) sont donc valables.

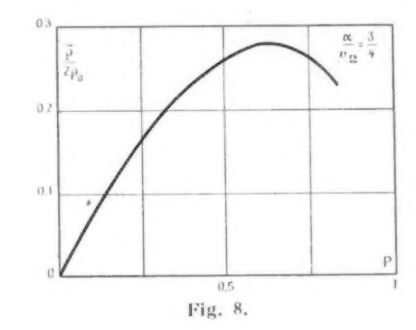


Fig. 8.

Cette approximation peut être étendue aux termes d'ordre supérieur en μ, en ne gardant dans ces termes que les exponentielles dont l'exposant est le plus élevé. Les développements en puissances de μ ne font ainsi intervenir que des termes de la forme $(\mu e^{pt})^n$ et cette simplification permet de poursuivre le calcul. La figure 8 montre, pour une différence de vitesse correspondant au gain maximum, les variations de $\frac{\tilde\rho}{2\rho_0}$ en fonction du paramètre $P = \mu e^{pt}$. Cette courbe fait apparaître une valeur maximum de $\frac{\tilde\rho}{2\rho_0}$ égale à 0,28. A cette valeur correspondrait un rendement maximum de 14 %.

5. Conclusion.

Cette étude montre qu'il est possible de réaliser des amplificateurs, basés sur l'interaction directe de

faisceaux électroniques de vitesses différentes. L'étude théorique simplifiée qui en a été faite, met en évidence des possibilités très analogues à celles du tube à onde progressive. La différence essentielle entre ces deux types de tube, est l'absence dans le tube à deux faisceaux, de tout circuit et des difficultés qu'ils apportent, soit dans leur réalisation mécanique, soit par le couplage de réaction qu'ils peuvent introduire entre l'entrée et la sortie du tube. Un tel couplage ne peut exister dans les tubes sans circuit que par une onde d'espace dont la propagation peut être interdite si le tube est entouré par un cylindre métallique constituant un guide nettement en dessous de la fréquence de coupure. Il faut cependant remarquer que cette absence de circuit n'est pas totale puisque des circuits de couplage sont nécessaires pour exciter les faisceaux et pour en prélever l'énergie amplifiée.

BIBLIOGRAPHIE.

1. L. S. Nergaard, *Analysis of a simple model of a two-beam growing-wave tube* (*R. C. A. Review*, t. 9, décembre 1948, p. 585).
2. A. V. Haeff, *The electron-wave tube. A novel method of generation and amplification of microwave energy* (*Proc. Inst. Radio Engrs N. Y.*, t. 37, janvier 1949 p. 4-10,).
3. J. R. Pierce et W. B. Hebenstreit, *A new type of high frequency amplifier* (*Bell. Syst. Tech. J.*, t. 28, janvier 1949, p. 33).
4. A. V. Hollenberg, *Experimental observation of amplification by interaction between two electron streams* (*Bell Syst. Tech. J.*, t. 28, janvier 1949, p. 52).
5. R. Warnecke, P. Guénard et C. Fauve, *Sur les effets de charge d'espace dans les tubes à modulation de vitesse à groupement par glissement* (*Ann. Radioélectricité*, t. 2, juillet 1947, p. 224).

LES DERNIÈRES MÉTHODES D'ABAISSEMENT DE PRIX DE REVIENT MISES EN APPLICATION DANS UN ATELIER DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE.

Par L. THIBIEROZ,

Directeur à la Société française Radioélectrique.

Introduction.

Pour fabriquer à bas prix de revient des tubes électroniques qui satisfassent cependant aux conditions difficiles imposées par les Services Publics, la Société française Radioélectrique a réalisé un atelier qui réunit les dispositions les plus modernes.

Les aménagements de ce nouvel atelier ont été conçus pour réduire les prix de revient quelles que soient la complexité de ces tubes et leur difficulté de construction.

Cet atelier comprend trois parties :

— Un bureau de dispatching dans lequel sont rassemblés les moyens et les organes de commandement de l'atelier;

— Une salle de montage;

— Une salle de fermeture, pompage, essais et emballage.

La réduction des prix de revient est obtenue par des dispositions qui peuvent être réparties en trois groupes.

Premier groupe : *Dispositions susceptibles d'accroître le rendement par l'amélioration de la qualité.* — Les tubes électroniques doivent fonctionner pendant plusieurs milliers d'heures sans risquer de compromettre la régularité de marche des postes qui en sont équipés. En outre, les tubes d'un même type doivent être rigoureusement identiques afin d'être interchangeables.

Ces conditions d'emploi conduisent à contrôler chaque tube suivant un cahier des charges très sévère.

Ainsi, pour des séries successives de même type, le nombre de tubes qui satisfont aux essais varie parfois de 60 à 95 pour 100 tubes fabriqués.

La valeur de récupération d'un tube hors cahier des charges étant nulle, le prix de revient d'une série réalisée avec un rendement de qualité de 60 %, est supérieur d'environ 58 % au prix de revient d'une série de même type réalisée avec un rendement de 95 %.

Les dispositions qui ont pour effet d'améliorer la qualité et la constance de fabrication, engendrent donc une réduction très importante des prix de revient.

Deuxième groupe : *Dispositions destinées à réduire les dépenses de main-d'œuvre, de matières premières et de frais.* — L'emploi d'un outillage approprié, les mesures adoptées pour augmenter la productivité individuelle, la suppression des manutentions et l'heureuse distribution des postes de travail concourent aussi à l'abaissement des prix.

Troisième groupe : *Dispositions destinées à permettre une gestion efficace.* — Un contrôle généralisé et continu des opérations de fabrication et de leurs résultats permet de connaître rapidement les anomalies et de déclencher immédiatement les mesures propres à les faire disparaître.

Premier groupe : Dispositions susceptibles d'accroître le rendement par l'amélioration de la qualité.

Parmi les défauts des tubes électroniques les plus redoutés des techniciens, on peut citer :

— l'émission faible;

— l'émission thermique.

L'émission faible est fréquemment due à des variations du degré hygrométrique du revêtement des cathodes avant fermeture des tubes.

L'émission thermique est fréquemment provoquée par des impuretés, d'ailleurs imperceptibles, qui se déposent sur les grilles.

Ainsi l'expérience a montré que la meilleure

solution pour supprimer ces causes de déchets était de réaliser, pour les salles affectées au montage des lampes, une ambiance de très grande propreté. La figure 1 montre l'agencement de l'atelier de montage.

Les dispositions adoptées pour répondre à ce souci sont les suivantes :

1° Le sol et les murs sont recouverts de carreaux en céramique.

Ces revêtements, polis et encaustiqués, facilement lavables, ne donnent aucune poussière;

2° Une installation de climatisation distribue dans la salle de montage de l'air filtré dont la température et le degré hygrométrique sont constants. Afin de réduire les frais d'exploitation de cette installation, les fenêtres et les cloisons vitrées qui séparent la salle de montage des salles contiguës sont à double paroi;

3° Tous les câbles et toutes les tuyauteries d'alimentation, qui constituent en général des réceptacles de poussière, sont, soit disposés en sous-sol d'où ils débouchent au droit des points de distribution, soit enfermés dans les carters des chaînes et des transporteurs avec dispositifs de jonction aux endroits d'utilisation;

4° Les pièces détachées destinées au montage sont stockées et manutentionnées dans des boîtes fermées, à l'abri des poussières. Avant d'être mises à la disposition des postes de montage, ces boîtes sont conservées dans des armoires, éventuellement chauffantes, dans le bureau de dispatching;

5° Les ouvrières, affectées au montage, sont revêtues d'une blouse blanche. Pour certaines opérations délicates, elles utilisent des gants de peau blanche;

6° L'éclairage de l'atelier provient soit de la lumière naturelle qui pénètre abondamment dans les différentes salles par de larges baies vitrées, soit d'un équipement de tubes fluorescents haute tension, en plafond, donnant 250 lux en tous points d'un plan horizontal situé à 90 cm du sol.

L'atelier ne comporte ainsi aucune zone d'ombre.



Fig. 1. — Chaîne de montage.

Afin d'éviter la gêne qui résulte du passage de la lumière naturelle à l'éclairage artificiel, l'intensité de ce dernier sera réglée par cellules photoélectriques et dispositif électronique de contrôle;

7° Trois couleurs principales ont été adoptées pour l'aménagement de cet atelier :

— le beige clair mélangé pour le sol et les murs;

— le chamois, en teinte foncée pour les surfaces horizontales des postes de travail, et en teinte plus claire, pour les carters des chaînes et des transporteurs;

— le vert pour les socles des machines, les panneaux de ces machines et les tableaux étant en vert clair.

En outre, les dispositifs de sécurité sont peints en rouge. Les tuyauteries, non apparentes, sont peintes suivant les couleurs conventionnelles.

D'autre part, des mesures ont été adoptées pour régulariser les conditions techniques de travail.

C'est ainsi que les alimentations de certaines machines électriques sont assurées par des contrôleurs électroniques utilisant des thyratrons et que les machines à gaz sont équipées de régulateurs individuels.

Deuxième groupe : Dispositions destinées à réduire les dépenses de main-d'œuvre, de matières premières et de frais.

1° Pendant la période de mise au point d'un type nouveau de tubes électroniques, les préparateurs et les analyseurs qui collaborent à cette mise au point, déterminent les procédés de fabrication en fonction des quantités à produire. Puis, compte tenu de la cadence journalière à assurer, ils établissent la gamme de toutes les opérations successives de fabrication.

La Section de Psychotechnique étudie alors les aptitudes requises pour ces différentes opérations, compose les tests correspondants et sélectionne le personnel nécessaire.

2° Du fait de la très grande précision exigée pour les pièces détachées qui doivent être réalisées avec des tolérances de l'ordre du centième de millimètre, les outillages sont entièrement usinés dans un atelier indépendant doté de machines de haute précision.

En outre, les machines spéciales sont étudiées et réalisées en fonction de la cadence qu'elles doivent garantir.

3° Dès que l'importance d'une série d'un type de tubes le justifie, sa fabrication est effectuée en chaîne.

La salle de montage comporte deux chaînes doubles qui permettent de fabriquer simultanément en chaîne, un, deux, trois ou quatre modèles différents.

Quand l'importance de la commande requiert l'affectation d'une chaîne double à la construction d'un même type, les ouvrières situées de part et d'autre de la chaîne participent à la fabrication de ce type.

4° Les postes de montage ont été étudiés et déterminés par la technique de l'étude des mouvements de Gilbreth (*fig.* 2). Cette technique a permis :

— d'éliminer les mouvements inutiles;
— de simplifier les mouvements nécessaires;
— de réduire l'amplitude de ces mouvements par une disposition judicieuse des outillages individuels et des pièces détachées.

L'outillage individuel de montage a été conçu de telle sorte, qu'il permet de réaliser automatiquement les positionnements relatifs des pièces avec toute la précision nécessaire, et qu'il facilite la formation des ouvrières à l'exécution de ces travaux.

Des consignes individuelles, relatives à chaque poste de travail, indiquent notamment : la composition du poste, la désignation complète de l'outil-



Fig. 2. — Détail d'un poste de travail.

lage et de l'approvisionnement, l'énumération des opérations successives avec croquis adaptés à la formation de l'ouvrière, les opérations de self-contrôle.

Des dispositions particulières ont été prises pour réduire les causes de fatigue inutiles : siège spécial à dossier orientable et réglable, repose-pieds, accoudoirs pour faciliter certains mouvements.

5° Chaque poste de montage est numéroté. Il est aisément déplaçable grâce à des boîtes de jonction électrique et des raccords de tuyauterie à emmanchement rapide. Pour une raison quelconque, une table peut donc être immédiatement retirée et remplacée par une autre. La table qui a été retirée

est éventuellement modifiée ou remise en état en dehors de l'atelier.

Ainsi la composition d'une chaîne peut aisément être adaptée aux changements de fabrication.

6° Toutes les sources de bruits ont été éliminées, soit en reportant les machines tournantes à l'étage inférieur, soit en isolant et en amortissant les moteurs individuels des machines.

7° Des auditions musicales sont données dans la salle de montage grâce à un équipement composé d'un pick-up automatique, d'un pick-up manuel, qui contiennent ces matières et ces pièces sont disposées sur chaque table sur des supports appropriés.

— Chaque poste de travail est muni d'un bouton d'appel qui déclenche, dans le bureau de dispatching, un voyant lumineux correspondant à ce poste.

Le chef de chaîne ou le chef d'atelier peut alors, à l'aide d'un réseau de douze *radiolaphones* répartis dans l'atelier, entrer en relation à la voix avec le demandeur. Il peut ainsi, sans se déplacer, prendre rapidement les dispositions qu'il juge utiles à la suite de cet appel.



Fig. 3. — Bâti de pompage.

d'un poste de radio, d'un microphone et de huit haut-parleurs dissimulés dans le plafond.

Le programme de ces auditions est établi en fonction de la nature des fabrications. La durée journalière totale de ces auditions est de deux heures et demie en six périodes.

8° Des mesures particulières ont été prises afin de réduire autant que possible les déplacements et les manutentions :

— Le déplacement des tubes en cours de fabrication est assuré par les chaînes de montage à vitesse réglable.

Dans la salle de pompage, les plateaux de tubes sont acheminés sur des transporteurs.

— La distribution des matières premières et des pièces détachées à chaque poste de travail est effectuée avant l'arrivée des ouvrières. Les boîtes

— Chaque table de travail comporte un coffre pour le rangement d'objets personnels de l'ouvrière.

— Afin d'éviter les manutentions de bouteilles de gaz comprimés dans cet atelier, une installation centrale de distribution d'oxygène, d'hydrogène et d'azote a été montée en dehors de l'atelier. Les distributions sont assurées par le réseau de canalisations sous carters comme nous l'avons précédemment indiqué.

— Pour supprimer les manutentions des bonbonnes d'air liquide, les pompes à mercure des machines à pomper (*fig.* 3) seront prochainement remplacées par des pompes à diffusion d'huile.

9° La sécurité du personnel de cet atelier a été particulièrement étudiée.

Des extincteurs à acide carbonique liquide sont répartis dans l'atelier.

Un éclairage de secours s'allume automatiquement

lorsque l'éclairage principal s'éteint pour une cause quelconque. Cet éclairage de secours est maintenu en permanence pendant la nuit.

10° Les vestiaires et les locaux sanitaires sont installés dans des salles contiguës à l'atelier.

Ainsi ces dispositions, qui mettent d'ailleurs le personnel dans les conditions physiologiques les plus favorables, ont pour effet de constituer les meilleurs moyens de travail et d'écarter les causes susceptibles de perturber la bonne exécution de ce travail.

La rétribution de ces ouvrières comporte une prime collective pour chaque chaîne. Cette prime est déterminée en fonction de la quantité fabriquée et du rendement de qualité.

Des primes type Gantt seront attribuées à la maîtrise.

Troisième groupe : Dispositions destinées à permettre une gestion efficace.

Un contrôle généralisé et continu a été établi pour permettre de remédier rapidement à tous les incidents de fabrication et connaître constamment les résultats obtenus.

1° Les pièces détachées sont contrôlées séparément ou par prélèvement, suivant la nature du procédé d'exécution de ces pièces, par gabarits ou par passage à la contrôleuse optique avec grossissement approprié (24, 50 ou 100).

2° Des mesures de self-contrôle et des postes de contrôle en chaîne, permettent d'arrêter en cours de fabrication les montages défectueux et de localiser les opérations qui en sont la cause.

3° En fin de montage, des dispositions sont prises afin d'éviter l'accumulation de lampes en cours d'essais, car il est nécessaire de connaître rapidement les caractéristiques des lampes montées.

Ce contrôle final est effectué sur une table automatique qui, sans intervention de l'opérateur, assure les conditions exactes d'alimentation électrique du tube, dans l'ordre prescrit par le cahier des charges.



Fig. 4. — Poste de fermeture, de pompage et d'essais.

La lecture des indications successives des appareils de mesure détermine les conclusions relatives à la qualité du tube (*fig.* 4).

4° L'activité de chaque chaîne est contrôlée constamment par les indications numériques de deux compteurs : l'un d'eux est branché sur une horloge mise en mouvement au début de chaque période de travail; l'autre est branché sur une cellule photoélectrique qui contrôle la chaîne. On peut ainsi comparer à tout instant la production réalisée à la production prévue.

5° Les prévisions et les résultats de cet atelier

seront représentés suivant la méthode des graphiques Gantt (graphiques d'approvisionnement, de production individuelle, de production de chaîne, de rendement de qualité).

6° Enfin, les prix de revient des productions de cet atelier seront établis en comptabilité autonome.

La comptabilité main-d'œuvre sera enregistrée par cartes perforées.

Conclusion.

L'ensemble de ces dispositions, font de cet atelier l'un des plus modernes du monde. Dès sa mise en service en février 1949, on a constaté une augmentation du rendement de qualité de 15 à 20 % et une diminution des prix de revient de 35 à 40 %. Ces résultats s'amélioreront encore progressivement.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES CATHODES A OXYDES.

PAR FRÉDÉRIC VIOLET,

Directeur du Département de Recherches Physico-Chimiques
et d'Optique électronique
de la Compagnie générale de T. S. F.

ET JACQUES RIETHMULLER,

Chef de Service au Département de Recherches Physico-Chimiques
et d'Optique Électronique.

SOMMAIRE. — *Étude des lois régissant le fonctionnement des cathodes à oxydes; la principale difficulté est le grand nombre des variables d'où la nécessité d'en étudier seulement quelques-unes à la fois et pour cela on s'efforcera de fixer les autres à des valeurs judicieusement choisies. Définition d'un tube d'essai, normalisation de méthodes de traitement et d'essai, établissement d'éléments de référence.*

Étude particulière du métal-support; rôle des impuretés du métal de base, nickels normaux et anormaux, recherche de supports nouveaux dont la composition puisse être contrôlée; influence possible de pollutions superficielles.

Étude particulière de la couche émissive : nécessité de définir des références secondaires, influence des oxydes qui dérivent de la décomposition sous vide de carbonates alcalinoterreux; rôle de la composition, des conditions de précipitation, de la grosseur de grain de ceux-ci; enfin influence de contaminations volontairement provoquées.

INTRODUCTION.

Des recherches d'ordre général sur la possibilité d'augmenter la durée de vie des tubes électroniques scellés nous ont amenés à étudier d'abord les cathodes émissives et plus particulièrement les cathodes à oxydes. Ces cathodes sont d'un usage très courant, et cependant les lois auxquelles elles obéissent sont encore mal connues en raison du très grand nombre des variables qu'elles relient.

C'est cette considération qui nous a suggéré la règle que nous nous efforcerons de suivre constamment dans nos recherches : fixer autant de variables que possible pour n'en étudier qu'un très petit nombre à la fois, une seule quand cela sera possible.

Choix du tube pour l'essai des cathodes.

L'étude d'une cathode ne peut se concevoir que dans une enceinte à atmosphère contrôlée munie des électrodes nécessaires à la création de champs convenables; on va donc chercher à fixer toutes les variables relatives à la géométrie du système en choisissant un type de tube offrant des possibilités d'investigation assez larges pour qu'il puisse être normalisé dès l'origine.

Les chercheurs qui nous ont précédés ont utilisé, soit des lampes de T. S. F. à trois ou plusieurs électrodes [1], soit des tubes spécialement conçus en vue de leurs recherches [2]. La première solution est d'apparence très séduisante puisqu'elle décharge le chercheur du soin fastidieux de construire ses tubes tout en lui offrant la garantie de constance d'une fabrication de série, mais cette garantie ne s'étend pas au delà d'une réponse bien constante de toutes les lampes à des essais qui mettent en jeu des régimes peu éloignés de ceux d'utilisation normale; il pourra n'en plus aller de même pour des régimes très différents. En fait, les cathodes à oxydes permettant à peu de frais des émissions extrêmement abondantes, ces éléments sont toujours calculés très surpuissants et avec une marge de sécurité telle qu'on ne peut pousser une lampe de série jusqu'à des régimes permettant de dégager la personnalité de sa cathode sans échauffer dangereusement les autres électrodes. Au surplus, l'introduction

de cathodes d'essai, base de l'étude que nous nous proposons, rompt la chaîne de fabrication et supprime du même coup une partie des garanties offertes par la méthode.

Nous avons donc préféré assumer la fabrication de tubes spécialement étudiés en tant qu'instruments de recherche qu'il est dès lors possible d'adapter parfaitement à cet usage, tout en profitant de la disparition de servitudes particulières aux lampes pour en simplifier la construction au point de la rendre facile à répéter en petites séries dans un laboratoire bien outillé.

Les électrodes de contrôle, si difficiles à mettre en place et à centrer tout près les unes des autres ou de la cathode ne sont plus nécessaires; un simple filament rectiligne monté suivant l'axe d'une anode cylindrique, ensemble remarquablement facile à centrer et à reproduire en s'aidant d'un outillage des plus simples, sera suffisant. Il faudra seulement prendre garde, que le filament ne soit par trop mince ni l'anode par trop large, pour éviter respectivement que l'épaisseur de la couche émissive ne devienne notable devant le diamètre de son support (irrégularités éventuelles, influence directe de l'émission électronique sur la température du support) et que les tensions anodiques ne deviennent trop élevées (risque de créer des ions positifs rapides néfastes pour la cathode). Afin de fixer les variables relatives au pompage on introduira systématiquement deux éléments diodes dans la même ampoule, ce qui ne compliquera pas abusivement le montage.

L'aspect de la cathode en cours de fonctionnement étant très important à connaître (évolution des couches actives, mesures pyrométriques), l'anode devra comporter une fenêtre permettant l'observation sans perturber sensiblement le fonctionnement de la diode.

Enfin, la commodité de transformer une lampe en jauge à ionisation ayant disparu, on introduira dans chaque double diode les électrodes complémentaires nécessaires en réduisant au minimum les complications de construction par un choix judicieux de celles-ci, permettant leur mise en place à l'aide d'un outillage très simple.

La synthèse de toutes ces conditions nous a amenés à définir comme suit les caractéristiques d'un tube normal destiné à être utilisé tout le long de notre étude :

Éléments diodes. — Chaque tube en comprend deux côte à côte.

Cathode à chauffage direct constituée par un simple filament tendu, pour avoir une excellente transmission de la chaleur et en même temps une grande facilité de centrage.

Filament gros pour rendre négligeables les inévitables irrégularités de la couche d'oxydes.

Filament long pour avoir vers le milieu une température bien uniforme.

Longueur badigeonnée faible pour que le courant émis ne puisse modifier sensiblement la température du filament et pour que la puissance à appliquer à l'anode reste modérée.

Anode assez large pour permettre un excellent centrage mais sans nécessiter des puissances dangereuses.

Anode percée d'un petit trou en regard de la partie active du filament pour permettre son observation;

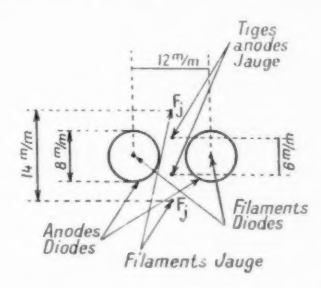


Fig. 1. — Coupe transversale d'une double diode d'étude.

le trou étant très petit devant la surface anodique et sa position toujours la même, les diodes restent comparables.

Jauge à ionisation comprenant deux accélératrices symétriques en tige de molybdène et deux filaments ionisants parallèles (*fig.* 1); ce sont les anodes des deux diodes qui servent de collectrices négatives dans le fonctionnement en jauge.

Choix de la méthode d'essai.

Les doubles diodes ainsi définies ont d'abord été pompées et formées suivant les méthodes classiques et nous avons entrepris l'étude des propriétés des cathodes en commençant par la méthode la plus simple qui consiste à tracer la caractéristique $I_p = f(V_p)$ en augmentant progressivement la tension anodique et en relevant les intensités correspondantes, pour une puissance de chauffage fixe appliquée à la cathode.

Nous avons ainsi obtenu de belles courbes, à première vue en bon accord avec la théorie, commençant par une branche en forme de parabole semi-cubique raccordée par un coude assez brusque à une droite inclinée sur l'axe des tensions, les

coordonnées du coude et l'inclinaison de la droite variant avec les cathodes. On n'arrivait toutefois à cette allure caractéristique, sans dommage apparent pour la cathode, que pour des puissances assez faibles appliquées à celle-ci; pour des puissances supérieures on ne pouvait atteindre le coude de la courbe et il en était de même aux puissances faibles pour certaines cathodes particulièrement émissives.

Les puissances *faibles* dont nous venons de parler appartenant à l'extrémité inférieure du domaine d'utilisation pratique des cathodes à oxydes, il semblait donc possible de définir dans la plupart des cas la qualité des cathodes. Malheureusement, ces courbes ne sont nullement reproductibles, même lorsqu'on recommence les mesures immédiatement après une première série. Cela tient à ce que les courants correspondant au début de la droite *de saturation*, aussitôt après le coude, sont en fait beaucoup plus intenses que ceux qu'on demande jamais à une cathode à oxydes. Ces forts courants modifient profondément la cathode et la diode qu'on vient de mesurer est tout autre qu'avant l'expérience; il importe donc de réduire l'effet de tels courants.

On peut pousser moins loin la tension; on évite bien alors la modification de la cathode, mais on reste dans la région des charges spatiales et toutes les lampes semblent à peu près identiques. On peut aussi chercher à retrouver une différenciation des cathodes selon leur qualité en baissant beaucoup la puissance de chauffage qu'on leur applique; on obtient bien des saturations pour de faibles tensions et correspondant à de faibles courants, mais le changement de température affecte diversement les différentes fonctions dont dépend en définitive l'émission de la cathode complexe si bien que le classement en qualité à très petite puissance n'est plus du tout conservé lorsqu'on revient aux puissances normales de travail. Nous avons donc dû abandonner aussi cet artifice pourtant fréquemment employé.

Un autre moyen d'échapper à l'action modificatrice des courants intenses est de limiter leur temps d'application sans toucher à leur valeur instantanée; au lieu d'augmenter progressivement la tension anodique pour suivre les variations de l'intensité, on applique alors la tension le temps juste nécessaire à lire les appareils de mesure, puis on essaie une nouvelle tension dans les mêmes conditions et ainsi de suite.

L'utilisation de ces *pointes* de tension permet de pousser les diodes sans modification appréciable des cathodes jusqu'aux tensions anodiques correspondant au coude de la caractéristique pour certaines d'entre elles. On a naturellement cherché à reculer les limites de la tension et, après avoir essayé de longs repos entre chaque pointe, on a trouvé que la méthode la plus efficace consistait à faire débiter à la diode un courant moyen, la cathode restant chauffée à la même puissance que pendant les pointes. On arrive déjà ainsi à mettre en évidence d'une façon reproductible des différences entre cathodes de qualité moyenne, mais dès que l'on considère de bonnes ou très bonnes cathodes, on est de nouveau cantonné dans les régimes de charge spatiale.

La preuve est donc faite que c'est bien en agissant sur le temps de débit qu'on peut arriver à étudier sans dommage les caractéristiques d'une diode jusqu'à des régimes qui la détérioreraient si elle y était soumise en permanence; nous sommes donc amenés à appliquer des signaux discrets de tension, séparés par des temps très longs devant leur durée et à étudier l'intensité débitée correspondante. Plusieurs méthodes sont possibles que nous allons rapidement passer en revue.

Le procédé dérivé directement des essais *en pointe* consiste à envoyer un seul signal de tension et à lire la réponse en intensité au moyen d'un électromètre triode. Ce montage était employé en Allemagne dès 1935 [3]. Il est aussi possible de répéter le signal périodiquement pour lire le signal réponse à l'oscillographe et il y a encore bien des manières d'appliquer cet appareil au relevé des caractéristiques de diodes (ou de lampes à plusieurs électrodes) en régime d'impulsions. On peut appliquer des tops de tension de forme rectangulaire dont on mesure l'amplitude au voltmètre de crête et examiner à l'oscillographe, en fonction du temps, la forme et la valeur de l'intensité. En faisant varier l'amplitude des tops, on peut suivre la variation de l'intensité et constater, s'il y a lieu, la saturation ou son approche. La variation de l'intensité pendant le top met en évidence les phénomènes de fatigue ou d'activation.

Une variante de ce procédé serait de remplacer la mesure de tension faite au voltmètre de crête par l'examen de la tension à l'oscillographe en fonction du temps, soit sur un autre oscillographe, soit sur celui qui sert déjà à l'examen de l'intensité en permutant sur son écran tension et intensité au moyen d'un inverseur périodique, électronique, ou, préférablement, mécanique.

Ces méthodes permettent effectivement l'étude des cathodes sans les détériorer, ainsi que l'ont montré les beaux travaux de M. Champeix [4] qui a utilisé l'une d'elles; toutefois elles conduisent toutes à construire par points les courbes caracté-

ristiques du tube d'essai, elles sont donc mal adaptées à un programme de recherches qui comprend la mise au point de cathodes nouvelles dans un délai pas trop long; il est en effet hors de doute *a priori* que de très nombreuses comparaisons seront nécessaires et comme nous n'avons pas le droit de négliger le facteur temps, seule une méthode relativement rapide, tout en restant sûre, pourra nous convenir.

Or on peut éviter la sujétion de tracer les caractéristiques par points en examinant, non plus l'intensité et la tension toutes deux en fonction du temps, mais l'intensité en fonction de la tension au cours du top. Ce top ne doit plus être alors une discontinuité électrique, mais un phénomène progressivement variable; des variations pseudosinusoïdales, les plus faciles à produire, conviennent parfaitement. Cette méthode est remarquablement rapide et commode puisque la courbe $I_p = f(V_p)$ s'inscrit sur l'écran de l'oscillographe; c'est elle que nous avons adoptée pour nos travaux mais nous avons aussi jugé nécessaire de nous mettre en mesure d'appliquer à volonté les précédentes afin de comparer commodément nos résultats à ceux d'autres chercheurs.

Premiers résultats.

Nous avons utilisé des tops pseudosinusoïdaux de 600 V d'amplitude et de 900 μs de largeur, se répétant à la fréquence de 16,66 par seconde; chaque top est très sensiblement symétrique comme on le voit sur la figure 1 *bis*.

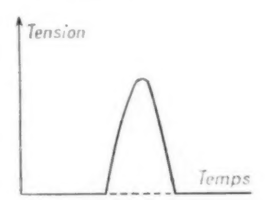


Fig. 1 *bis*. — Top pseudo-sinusoïdal.

Un générateur de tops rectangulaires de tension connue associé à une base de temps permettait en cas de besoin d'examiner la forme de l'intensité débitée correspondante.

Nous avons ainsi observé trois phénomènes fondamentaux : la saturation, la fatigue (ou activation) au cours d'un top, et les variations d'émissivité en fonction du régime et du temps de fonctionnement.

a. Saturation. — On retrouve l'allure générale déjà souvent décrite pour les cathodes à oxydes : une première branche en forme de parabole semi-cubique correspondant au régime de charge spatiale, raccordée par une région coudée assez étendue à une branche à peu près rectiligne, dont la pente est notablement plus forte que dans le cas des cathodes de métaux purs : ceci s'explique facilement par l'effet de champ ou effet Schottky (la valeur du champ extérieur n'est sans influence sur la probabilité de sortie d'un électron que si le champ est nul à l'intérieur de la cathode; condition beaucoup moins bien remplie par les cathodes à semi-conducteurs que par les cathodes métalliques).

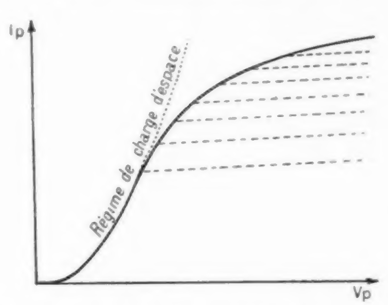


Fig. 2. — Explication schématique de l'étendue de la région coudée de la caractéristique dans le cas des cathodes à oxydes.

L'étendue notable de la région coudée est expliquée par l'effet de libération progressive des électrons dans les cavités de la couche (la cathode complexe peut être grossièrement assimilée à plusieurs cathodes concentriques; lorsque la plus proche de l'anode est saturée, la suivante ne l'est pas encore et ainsi de suite comme le montre la figure 2).

Cet aspect de la courbe ne correspond d'ailleurs qu'à des régimes de chauffage de la cathode très modérés mais dès qu'on entre dans ceux d'utilisation normale d'une lampe de T. S. F. on peut faire débiter aux meilleures diodes des courants pouvant atteindre la valeur instantanée de 10 A : cm² de cathode, et toute leur caractéristique est encore en forme de parabole semi-cubique.

b. Fatigue ou activation au cours d'un top. — Lorsque les propriétés émissives ne se modifient pas par le fait même de l'émission, la caractéristique de la diode est *réversible*; lorsque la tension redescend au cours de la deuxième partie du top, l'intensité reprend la valeur qu'elle avait à la montée pour la même tension. La courbe décrite sur l'écran est alors une ligne unique, parcourue dans les deux sens.

Pour toutes nos diodes, il existe ainsi des domaines de chauffage de la cathode et d'amplitude des tops

dans lesquels elles sont parfaitement *réversibles*. Mais en dehors de ces domaines les propriétés émissives sont modifiées par le fait même qu'il y a eu émission et, pour une même valeur de la

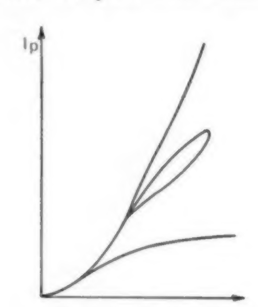


Fig. 3. — Caractéristiques réversibles et non réversibles.
——————→ activation.
- - - - - - - → fatigue.

tension, l'intensité ne reprend pas au retour la valeur qu'elle avait à l'aller. Si l'intensité au retour est inférieure à celle de l'aller, il y a *fatigue*; si c'est l'inverse qui se produit, il y a *activation*. Ces deux phénomènes se traduisent par le fait que, dans tout le domaine *non réversible*, la caractéristique est dédoublée : le spot décrit une boucle, parcourue dans le sens des aiguilles d'une montre s'il y a fatigue; en sens inverse s'il y a activation (*fig.* 3).

Comme le sens de parcours ne peut être constaté sur l'écran, on lève facilement l'indétermination en passant en tops rectangulaires et en examinant la forme de l'intensité au cours du top. Si elle décroît : il y a fatigue (*fig.* 4 A). Si elle croît : il y a activation (*fig.* 4 B).

Les diodes diffèrent considérablement entre elles par la valeur de l'amplitude des tops à partir de

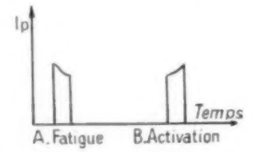


Fig. 4. — Examen en impulsions rectangulaires de tension.

laquelle apparaît la non-réversibilité, par les chauffages pour lesquels cet effet se manifeste et enfin par l'importance même du phénomène. On peut dire qu'au-dessus d'un certain chauffage, la réversibilité est la règle, au moins pour les bonnes diodes, parce qu'étant très loin de la saturation, la production d'électrons est très surabondante; de même avec des chauffages très bas on est au contraire très près de la saturation mais si la cathode émet alors à peu

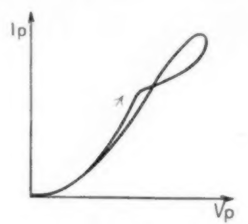


Fig. 5. — Caractéristique à double boucle (généralement parcourue dans le sens indiqué).

près son maximum d'électrons, celui-ci est si faible qu'il ne la modifie pas.

Dans certains cas on peut avoir succession de fatigue et d'activation pendant la durée d'un top, ce qui se traduit par une caractéristique à double boucle (*fig.* 5). Dans d'autres cas, enfin, la fatigue est si grande que l'émission commence à diminuer avant que la tension ait fini de croître; enfin la grandeur de la fatigue en cours de top semble n'avoir

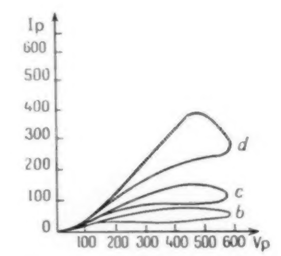


Fig. 6. — Fatigue considérable.

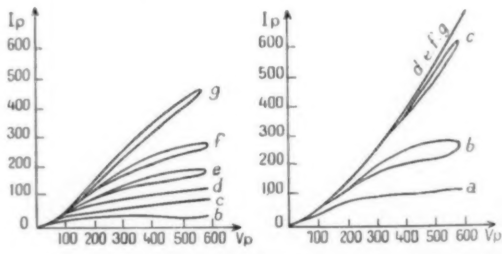


Fig. 7. — Fatigue faible. Lampe très mauvaise.

Fig. 7 *bis*. — Fatigue moyenne. Lampe bonne.

Les lettres désignent des températures croissantes, selon l'ordre alphabétique.

Les mêmes lettres désignent sur les trois figures des températures du même ordre.

La figure 7 *bis* a été ajoutée pour fournir un terme de comparaison.

aucun rapport avec la qualité intrinsèque d'une diode et l'on en a vu de notoirement mauvaises ne présenter que peu ou pas ce phénomène (*fig.* 6 et 7).

c. Variations d'émissivité. — Dès que les tensions appliquées atteignent le début de la saturation (courbure de la caractéristique) ou la non-réversibilité en cours de top, des modifications interviennent. Tant que l'on ne va pas trop loin et en utilisant un courant moyen de l'ordre de celui d'utilisation d'une lampe (70 mA : cm²) il y a amélioration.

Si l'on augmente la tension en maintenant le même courant moyen (diminuer la fréquence), l'amélioration est d'abord plus rapide puis vient une diminution progressive.

Si l'on va encore plus loin, même en diminuant sensiblement le courant moyen on a parfois une grosse amélioration éphémère, mais toujours suivie d'une chute brusque irrémédiable.

Donc on ne peut espérer faire mieux (surtout avec de bonnes lampes) que d'explorer le début de la saturation et parfois même seulement la région de grande émission qui la précède et ce, sous condition de diminuer considérablement le courant moyen (20 au lieu de 70 mA : cm²). On arrive ainsi à tirer sans dommage des pointes avec valeurs instantanées de 10 A : cm² ce qui permet l'étude (mais on ne peut guère avoir d'applications pratiques du fait de la faiblesse du courant moyen).

DÉFINITION D'UN CADRE STANDARD POUR LES RECHERCHES.

Les résultats obtenus montrent que les procédés employés conviennent en gros à nos recherches, mais de nombreux perfectionnements sont encore nécessaires pour atteindre le degré de précision dont nous avons besoin. Par exemple, si la précaution d'inclure deux diodes dans la même ampoule nous permet d'obtenir des résultats toujours cohérents quant à la comparaison de deux cathodes, des différences très importantes se manifestent encore entre cathodes identiques et traitées de la même façon mais dans des ampoules différentes; une amélioration est donc nécessaire aux méthodes de pompage et de formation. D'autre part, l'étendue du phénomène de fatigue au cours d'un top et l'apparition fréquente d'étincelles sur la couche d'oxydes pendant les mesures montrent que de leur côté les régimes d'essai doivent être retouchés.

Nous allons donc étudier maintenant des méthodes de traitement et d'essai spécialement adaptées à nos diodes et comme nous avons déjà défini leurs caractéristiques de construction, il sera possible de rédiger une charte complète de normes d'essai qui servira de cadre commun à toutes les recherches à venir et permettra d'effectuer des comparaisons avec un maximum de rigueur.

Pompage.

Nous nous sommes imposé pour première règle de repérer les températures au pyromètre optique; on n'obtient ainsi que des températures apparentes, mais c'est un progrès extrêmement important sur la méthode qui consiste à se régler sur les puissances appliquées et la précision atteinte s'est presque toujours montrée suffisante. Dans quelques cas particuliers (pyrométrie de couches d'oxydes d'aspects très différents), il peut être utile d'atteindre les températures vraies, on y reviendra plus loin lors de l'étude spéciale des couches émissives. Une seconde règle consiste à laisser à chaque fois qu'on le peut un élément déjà dégazé à une température suffisante pour lui éviter d'être contaminé par la purge des autres. Ces règles ne pourront pas toujours être appliquées intégralement, mais on s'efforcera de s'en écarter le moins possible.

Aussitôt une double diode terminée, elle est mise sur pompe et subit tout d'abord l'étuvage classique, toutefois il importe que l'étuve utilisée soit de construction très soignée afin qu'il n'y ait pas de différences de température d'un point à l'autre de la lampe et que la mesure de la température soit assurée avec assez de précision pour qu'on puisse aller jusqu'à l'extrême limite permise par la résistance du verre.

Avant de passer au traitement du montage interne, il faut encore s'occuper très spécialement d'une partie inactive de la lampe qui sera pourtant obligatoirement chauffée dans la suite à une température bien supérieure à celle qu'elle vient de subir; il s'agit de la portion de tube reliant la lampe aux pompes ou queusot qui sera finalement fondu au ras de l'ampoule pour assurer à la fois le scellement et la libération de la lampe. On procède donc à un *préchauffage* local de ce queusot juste à l'endroit où aura lieu la coupe, jusqu'à la température à laquelle le verre commence à se ramollir et en s'arrêtant à la limite au delà de laquelle il y aurait scellement spontané, puis on laisse refroidir doucement.

Les opérations préliminaires sont alors terminées et le dégazage des électrodes par chauffage électrique peut commencer. On fait d'abord fonctionner la lampe en jauge à puissance de bombardement, c'est-à-dire jusqu'à rougir les accélératrices, en même temps qu'on chauffe les anodes par H. F., puis sans toucher à ces régimes on procède au premier

dégazage des cathodes en les chauffant au-dessous de la température de décomposition des carbonates (opération qu'on ne peut suivre au pyromètre optique, la température étant trop basse).

L'opération suivante est la décomposition des carbonates obligatoirement suivie au pyromètre optique; on éteindra donc les filaments de jauge et l'on modérera la température des anodes pour permettre la visée mais la température restant suffisante pour éviter la contamination. Quant aux filaments de jauge, leur éloignement et leur faible surface les mettent assez à l'abri pour qu'il reste possible de les purger dans la suite du peu qu'ils auraient pu réadsorber.

On procède donc alors à l'évacuation de ce résidu éventuel, très faible en tout état de cause. Pour cela, on cesse de chauffer les anodes tandis qu'on maintient à température élevée les cathodes très sensibles à la contamination et l'on applique de nouveau aux électrodes de jauge la puissance de bombardement, puis on éteint la jauge et surchauffe pendant quelques minutes les cathodes de diodes.

On ramène enfin les cathodes à la température initiale et l'on répète identiquement le traitement (pointe de jauge suivie d'une pointe de cathodes), mais à la puissance maxima que puisse dissiper la jauge.

Le pompage proprement dit est terminé, les cathodes sont toujours allumées il ne reste plus qu'à procéder au dernier dégazage du queusot identique en tous points au premier et quelques minutes après refroidissement on allume de nouveau les filaments de jauge à leur maximum de puissance, on pousse le chauffage des cathodes et l'on scelle définitivement la lampe en la séparant du bâti de pompage. Après refroidissement du queusot, on coupe le courant sur la jauge et sur les cathodes, la lampe est maintenant une unité séparée prête à subir les traitements suivants.

Jusqu'ici tout dégagement gazeux en cours de pompage nous a paru nocif d'où le soin pris d'évacuer avec le minimum possible de risques de contamination ceux qu'on ne peut éviter. Ainsi les dégagements volontairement provoqués pour fixer éventuellement des gaz résiduels (utilisation de *getters*) ont été proscrits après des expériences que nous pensons suffisamment développées. Au contraire, les essais de nettoyage des électrodes par effluve dans un gaz inerte introduit à dessein, malgré de mauvais résultats initiaux, mériteront d'être repris quand il sera possible de leur consacrer les moyens très importants nécessaires à une purification extrêmement poussée.

Formation.

La lampe une fois pompée comme il vient d'être décrit, les diodes qu'elle contient sont capables de débiter mais le courant émis par les cathodes est sans rapport avec ce qu'il pourra être à la suite d'un traitement convenable. Tous les traitements dits *de formation* consistent à faire fonctionner la lampe à certains régimes généralement supérieurs aux régimes normaux d'utilisation pendant un temps convenable. Le régime de chauffage de la cathode est de loin le plus critique; s'il est très modéré, la formation est lente mais l'émission atteint les valeurs les plus élevées possibles; un chauffage très énergique entraîne au contraire une formation rapide mais l'émission s'arrête de croître à une valeur bien moins élevée et se met à décroître aussitôt, la cathode commence à s'user. Tous les intermédiaires sont d'ailleurs possibles entre ces deux extrêmes. D'autre part si l'on choisit un régime moyen et qu'on s'arrête aussitôt après avoir passé le maximum d'émission, il est possible de régénérer la cathode en revenant au régime très modéré qui permet de développer le maximum d'émission en très longtemps, on peut donc dire qu'il n'y a pas à proprement parler formation ou usure s'excluant l'une l'autre, mais que tout est question de déplacement d'équilibre.

Une méthode pour atteindre par approximations successives un état voisin de la meilleure formation possible (celle qui correspond au régime le plus bas et au temps le plus long) se déduit aisément des considérations précédentes : on adopte d'abord un régime assez élevé et l'on s'arrête aussitôt passé le maximum, on passe alors à un régime moins élevé qui conduit à un nouveau maximum amélioré et ainsi de suite. En pratique une seule étape intermédiaire suffira en partant d'un régime initial déjà fort modéré et en finissant par un temps assez long à un régime très voisin de celui de formation optima.

Nous n'avons parlé jusqu'ici que du régime cathodique dont le caractère impose le repérage au pyromètre optique, mais pour qu'il y ait formation normale, il faut que la diode débite, qu'il lui soit appliqué une tension anodique par conséquent. Or l'expérience a montré que les résultats ci-dessus restent valables pour une gamme très étendue de régimes anodiques, le meilleur domaine est celui qui crée des champs moyens de l'ordre de ceux d'utilisation normale d'une cathode, l'effet étant sensiblement le même en statique (tension positive continue sur l'anode) qu'en alternatif ou en pulsé de même valeur *moyenne*, au moins tant que la fréquence des impulsions est assez grande pour que les valeurs instantanées restent loin de celles qui

correspondraient à la saturation. Dans ces conditions, il était évidemment tout indiqué d'aller au plus simple et c'est le régime statique qui a été adopté.

Nous avons dit que la tension anodique était indispensable à une formation *normale* car il nous a été possible d'obtenir par le chauffage seul de la cathode une formation *latente* qui se manifestait après un certain temps de fonctionnement avec tension anodique mais nous n'avons pas cherché jusqu'à maintenant à approfondir la signification de cet intéressant phénomène.

Méthode de mesure.

L'ampleur des phénomènes de fatigue en cours de top observés dans nos premières expériences indiquait déjà que le régime anodique choisi avait tendance à être trop brutal, nous allons voir que l'analyse du phénomène d'étincelage de la cathode conduit à la même conclusion : les étincelles sont accompagnées de perturbations de la courbe oscillographique correspondant toujours à la seconde partie de l'impulsion, d'autre part, elles apparaissent surtout lorsque la cathode est peu chauffée, ce qui incline à interpréter le phénomène comme un échauffement dû à une trop grande puissance appliquée qui, ne pouvant être dissipée à cause de la faible conductibilité de la couche, provoque *in loco* son arrachement violent.

Il nous faut donc mettre en œuvre un régime moins poussé sans perdre de vue que ses composantes, amplitude, fréquence, largeur (ou durée) des impulsions résultent obligatoirement de compromis entre conditions contradictoires : l'amplitude doit être avant tout suffisante pour permettre d'atteindre la saturation mais elle doit rester assez modérée pour ne pas détériorer ni même modifier la cathode; on ne pourra donc bien souvent utiliser des amplitudes suffisantes qu'à condition de beaucoup diminuer la fréquence, mais celle-ci doit rester cependant assez grande pour que la courbe demeure visible sur l'oscillographe; quant à la largeur (durée) elle doit être faible pour éviter une altération de la cathode au cours de l'impulsion, mais elle ne doit pas l'être trop sous peine de ne pas atteindre l'équilibre (régime permanent); d'autre part, plus les impulsions sont brèves, plus il est difficile d'obtenir une précision suffisante du générateur dont les capacités ne peuvent être indéfiniment réduites.

C'est cependant sur la largeur des tops que les plus grands progrès pouvaient être faits et en soignant beaucoup le montage du générateur, il a été possible de descendre jusqu'à 30 μs, la gamme de réglage s'étendant jusqu'à 560 μs; la variation étant continue, on peut donc choisir telle largeur que l'on veut entre ces limites, la valeur la plus courante étant 100 μs au lieu des 900 adoptés pour les premiers essais. On a profité du gain important ainsi réalisé pour pousser l'amplitude jusqu'à 1000 V, ce qui est nécessaire pour atteindre la saturation des bonnes cathodes et permet de regagner un peu de luminosité sur les courbes oscillographiques. La fréquence est réglable entre 10 et 200 tops par seconde parmi des nombres en rapport simple avec la fréquence du secteur de distribution électrique; en fait quand on adopte 100 μs et 1000 V la fréquence 25 correspond à un régime le plus souvent très bien supporté et à une visibilité encore acceptable des courbes moyennant quelques précautions qu'on verra plus loin.

Le régime cathodique le plus significatif pour des comparaisons est évidemment celui d'utilisation normale, il sera donc systématiquement utilisé; toutefois l'étude de certains phénomènes en eux-mêmes (étincelage) imposera parfois le recours à d'autres régimes, mais toujours en marge des essais fondamentaux.

Nous sommes ainsi en mesure d'appliquer correctement la méthode d'essai que nous avons choisie, mais pour pouvoir comparer nos résultats à ceux d'autres chercheurs, nous avons adjoint à notre matériel d'essai un ensemble base de temps-générateur de tops permettant d'appliquer les impulsions rectangulaires de l'amplitude qu'on veut entre 0 et 1 000 V, de largeur réglable entre 250 et 2 000 μs, de fréquence réglable entre 10 et 200 comme pour le générateur principal, le top réponse d'intensité s'inscrivant sur l'oscillographe.

Notons enfin que tous les générateurs fournissent des tops dont l'amplitude reste parfaitement indépendante de la consommation des diodes auxquelles ils sont appliqués dans des limites dépassant nettement les conditions extrêmes d'utilisation; s'il n'en était pas ainsi, les résultats seraient faussés au moins pendant les premiers instants du fonctionnement et l'on verra dans la suite que ce sont justement ces caractéristiques initiales qui sont significatives.

Nous avons donc maintenant entre les mains tout ce qui est fondamentalement nécessaire à des essais complets aussi bien suivant les méthodes classiques qu'avec notre méthode originale, mais l'expérience nous a vite montré qu'un certain nombre de perfectionnements étaient utiles pour augmenter la sécurité des mesures et les rendre vraiment pratiques.

Contrôle des tops. — Les courbes oscillographiques que l'on examine constituent la réponse de la diode à un régime anodique qu'il faut connaître et régler avec précision, ce qui est facile pour l'amplitude (voltmètre de crête) et la fréquence (dérivant de celle du secteur) mais non pour la durée des impulsions.

Pour atteindre celle-ci avec sécurité, on a construit un instrument de mesure spécial, complètement indépendant du générateur et qui fonctionne de la façon suivante; c'est un appareil dont le débit est rigoureusement nul entre les tops et rigoureusement constant pendant toute la durée d'un top quelle qu'elle soit. La fréquence étant connue, on a donc immédiatement la durée si tous les tops sont bien identiques, ce qui est réalisé avec une excellente précision par le générateur.

Visibilité des courbes sur l'oscillographe. — La réduction de la durée des tops a eu pour conséquence que la courbe de la caractéristique n'était plus assez visible; on y a remédié en augmentant la haute tension appliquée à l'oscillographe, ce qui a entraîné une finesse accrue du spot, mais aussi une baisse de sensibilité; il a été facile de rattraper celle-ci en remaniant les diviseurs de tensions qui réunissent les plaques déflectrices aux circuits de la diode, dont la faible résistance interne permet largement cette opération.

Protection de l'écran de l'oscillographe. — Le spot est beaucoup plus souvent à sa position de repos qu'en train de tracer la courbe, d'où un risque de détérioration de l'écran de l'oscillographe autour de l'origine, d'autant plus sérieux que les tops sont plus espacés et plus brefs.

Pour obvier à cet inconvénient, nous avons d'abord fait déplacer le spot suivant les deux axes de la courbe au lieu de le laisser en repos entre les tops, mais la brillance des droites ainsi tracées était encore trop forte et nous nous sommes finalement contentés de prévoir un réglage séparé de l'intensité du faisceau électronique dans l'oscillographe pendant les périodes correspondant aux impulsions et pendant les périodes correspondant aux repos. L'origine est donc marquée par un point dont on peut régler l'éclat et l'on pourrait de sucroît diminuer celui de la courbe, mais en pratique on préfère toujours profiter de sa luminosité maxima sans danger jusqu'ici pour l'écran.

Discriminateur. — Nous avons appelé ainsi un appareil qui permet de lever le doute sur le sens de parcours d'une caractéristique non réversible. En effet, les phénomènes de fatigue et d'activation en cours de top n'ont pas complètement disparu et le passage en tops rectangulaires avec base de temps n'est pas sans inconvénient et perd du temps. Nous avons trouvé plus élégant d'introduire une discontinuité facilement repérable dans la branche de la courbe correspondant à la seconde partie du top.

La branche *de retour* est alors caractérisée par une interruption du trait que l'on peut d'ailleurs déplacer sur toute la longueur de la courbe correspondant à la seconde partie du top, ce qui est souvent nécessaire pour la faire tomber dans la portion dédoublée, cette singularité étant maintenant fréquemment réduite à une fraction du parcours (*fig.* 8-9).

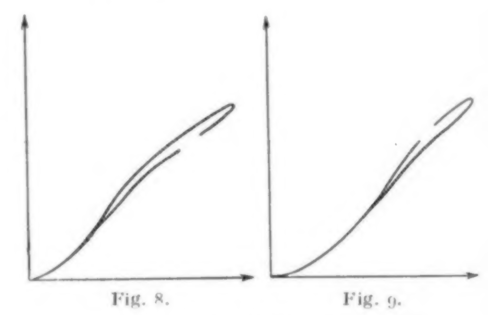


Fig. 8. Fig. 9.

Fig. 8. — Caractéristique avec fatigue.
Fig. 9. — Caractéristique avec activation.

Nécessité d'un traitement de stabilisation. — On a très vite observé que si une diode était mesurée aussitôt après sa formation, elle donnait une certaine caractéristique qui se déformait d'ailleurs spontanément, les tops de mesure modifiant par eux-mêmes la cathode (et pouvant aller jusqu'à la détruire pour les grands régimes). Après un temps de repos, un nouveau relevé donnait des caractéristiques assez différentes, un nouveau repos conduisait à un nouvel aspect et ainsi de suite, bref la diode était de toute évidence dans un état instable.

Au contraire, si l'on revenait pour un temps au régime de formation pour passer ensuite directement à la mesure, on retrouvait le phénomène initial qui semblait donc bien caractériser seul la diode.

Comme il n'est pas possible de soumettre périodiquement une lampe à son régime de formation, on chercha un régime moins brutal qui permît le même avantage. On trouva qu'un débit modéré incapable de modifier la cathode était suffisant à condition de le maintenir un temps assez long avant la mesure. Il est alors possible de laisser la lampe reposer

autant qu'on veut; il suffit de faire précéder chaque mesure d'une stabilisation pour obtenir des résultats cohérents.

Passage rapide de stabilisation à mesure. — Si prolongée que soit la stabilisation définie ci-dessus, son effet est extrêmement fugace; on ne peut songer à transporter la diode d'un bâti à un autre et il faut qu'un inverseur manœuvrable en une fraction de seconde permette le passage de l'un à l'autre régime.

Symétrie des stabilisations. — Le couplage générateur — double diode — oscillographe a été réalisé de façon que les deux diodes subissent en même temps le traitement de stabilisation avec rigoureusement la même tension anodique (compensation de la chute dans les filaments) et la stabilisation continuant dans l'une pendant que l'on mesure l'autre. Il ne reste plus alors comme dissymétrie que le temps supplémentaire de stabilisation d'une diode pendant qu'on mesure sa voisine, elle est négligeable comme le temps de la mesure devant celui de la stabilisation.

Relevé des caractéristiques initiales. — La diminution de la durée des impulsions n'a pas supprimé complètement l'évolution de la caractéristique avec le temps sous l'influence modificatrice des tops eux-mêmes; il faut donc procéder au relevé le plus rapidement possible et interrompre l'expérience bien avant que la diode ne se soit stabilisée sous l'influence des tops (ce qui pourrait la transformer) d'où la nécessité de s'en tenir à la caractéristique initiale, ce qui est grandement facilité par l'emploi d'un oscillographe à écran rémanent.

Essais de durée.

La caractéristique d'une diode ne reste pas invariable dans le temps et le phénomène de la formation nous a montré que la qualité d'une cathode ne s'amoindrit pas fatalement à mesure qu'elle fonctionne. On ne peut donc espérer fixer les meilleurs régimes d'utilisation sans s'appuyer sur des essais de durée.

Le régime le plus significatif serait évidemment celui de fonctionnement normal d'une lampe, il est malheureusement impraticable car il supposerait des expériences s'étendant sur les milliers d'heures de vie qu'on est en droit d'attendre de bonnes cathodes. Il ne faut d'ailleurs pas se dissimuler qu'aucune méthode de vieillissement accéléré n'offrira la même sécurité, car pour obtenir des effets nets en des temps moyens (quelques centaines d'heures) il faut s'écarter très sensiblement des régimes d'utilisation normale et rejoindre pratiquement ceux de formation.

Le régime inférieur de formation, même appliqué très longtemps, modifie encore peu l'émission et peut régénérer une cathode préalablement traitée à un régime supérieur; les tensions anodiques sont toujours beaucoup moins critiques que les températures cathodiques. On a finalement adopté les deux mêmes régimes que pour la formation avec tension anodique uniforme, mais en les appliquant beaucoup plus longtemps et alternativement.

Le mode opératoire qui nous a donné les meilleurs résultats en un temps raisonnable est de commencer et finir par le régime modéré avec un essai intermédiaire au régime maximum. Bien entendu, une mesure précédée de stabilisation prend place à la fin de chacun des trois essais.

Normes d'essai.

Après avoir montré que pour mener à bien des recherches sur l'émission des cathodes, il y avait avantage à utiliser des tubes spécialement étudiés pour cet usage, en l'espèce des doubles diodes, nous avons défini des méthodes de traitement et de mesure spécialement adaptées; pour que tous les résultats restent toujours utilisables pour des comparaisons rigoureuses, il faut encore cristalliser l'ensemble des valeurs numériques en normes d'essai standard dont on ne s'écartera en principe jamais.

Lorsqu'on sera amené, pour éclaircir un phénomène particulier, à s'en écarter tant soit peu, on ne considérera les résultats obtenus comme valables pour l'objet principal des recherches et on ne les fera entrer dans la chaîne des comparaisons qu'autant qu'il aura été possible de les ramener par le calcul au cas normal.

Constantes de construction des diodes. — Diamètre des filaments : 0,4 mm; longueur libre : 75 mm; longueur badigeonnée : 9 mm.

Épaisseur de la couche d'oxydes : 50 μ.

Diamètre des anodes : 8 mm; longueur : 25 mm.

Toutes les parties constitutives de la lampe sont soigneusement nettoyées avant montage : la verrerie est traitée au mélange sulfochromique, puis lavée à l'eau distillée; les passages et montants de molybdène sont traités par décapage électrolytique; toutes les pièces de nickel sont recuites sous hydrogène; les filaments et les anodes subissent en outre un traitement particulier :

a. Filaments. — Lavage à l'alcool, traitement

de 15 mn par acide chlorhydrique au demi, lavage à l'eau distillée, recuit sous hydrogène 1 h à 800°.

Les filaments sont ensuite recouverts de carbonates (généralement par cataphorèse), puis après limitation de la longueur active, vernis à la nitrocellulose pour protection.

b. Anodes. — Chaque paire correspondant à une double diode forme un bloc rigide monté sur ses entretoises; on le chauffe à part au rouge vif dans un courant d'hydrogène ou sous vide profond, par haute fréquence. C'est seulement après qu'on fixe le bloc à sa place définitive sur le pied qui soutient déjà les filaments. On évite ainsi la condensation irréversible sur les cathodes d'impuretés provenant de la face interne des anodes. Cette pratique très simple régularise beaucoup les résultats des études; on en peut conclure qu'une part notable des *émissions faibles* constatées dans l'industrie proviennent de la contamination des cathodes par les anodes.

Pompage. — Étuvage 1 h à 450°.

Premier préchauffage des queusots au ramollissement du verre.

Premier dégazage jauge par bombardement avec chauffage H. F. des anodes, 45 mn, accélératrices rougies, anodes à 825°.

Premier dégazage des filaments sans toucher à la jauge ni aux anodes : 5 mn à 1,5 A, 5 mn à 2 A, 5 mn à 2,5 A.

Décomposition des carbonates, jauge coupée, anodes ramenées à 740°; chauffage progressif des filaments à 875° où l'on reste 5 mn puis 15 mn à 920°, 5 mn à 965°, 5 mn à 920° et 15 mn à 875°; on coupe alors la H. F. sur les anodes mais on laisse les filaments à 875°.

Second dégazage de la jauge à puissance moyenne suivi d'une pointe de 2 mn à 965° des filaments de diode qu'on ramène ensuite à 875°.

Troisième et dernier dégazage de la jauge à pleine puissance suivi d'une nouvelle pointe de 2 mn à 965° des filaments de diode qu'on ramène ensuite à 875°.

Second et dernier dégazage du queusot identique au premier, les filaments des diodes étant toujours à 875°.

Enfin les dégazages ultimes se font à 920° et jauge à pleine puissance, au bout de 5 mn on procède à la coupe en maintenant ces régimes aussi longtemps que le queusot n'est pas refroidi.

Formation. — Première partie 16 h, filaments à 850°, tension anodique continue de 57,5 V.

Seconde partie 6 h, filaments à 800°, tension anodique continue de 40 V.

Stabilisation. — 45 mn, filaments à 700°, tension anodique continue de 40 V.

Mesure. — Filament à 700°. Tops de 1 000 V, durée 100 μs, fréquence 25 : s.

Durée. — Première partie : 100 h, filaments à 800°. Seconde partie : 100 h, filaments à 850°. Troisième partie : 100 h, filaments à 800°.

Tension anodique continue de 40 V pour les trois essais. A la fin de chacun prend place une mesure précédée de stabilisation.

RECHERCHES SUR LES CATHODES.

GÉNÉRALITÉS ET DÉFINITIONS.

La difficulté principale de l'étude des cathodes complexes étant le nombre élevé des variables et leur interdépendance, nous nous sommes fixé comme premier but l'étude des influences respectives du métal support et de la couche émissive sur l'émission électronique.

Il semble *a priori* que si l'on prend soin de définir une couche de référence pour l'étude des supports, un support de référence pour l'étude des couches et une méthode de traitement invariable dans tous les cas, les résultats obtenus doivent être comparables sous la seule réserve que les références choisies correspondent à des émissions stables.

Quelques expériences ont suffi à montrer que la réalité est autrement compliquée; le classement en qualité de supports essayés avec une certaine couche peut être profondément modifié si, toutes choses restant égales par ailleurs, on utilise une nouvelle couche de référence donnant une abondance d'émission nettement différente. L'influence de la qualité du support choisi pour référence est tout aussi marquée quand on cherche à comparer les couches émissives. Enfin, suivant que le traitement adopté conduit à des émissions plus ou moins abondantes, le classement des supports comme des couches peut encore être altéré.

Ces considérations ne sont pas encourageantes pour la conduite des recherches car la combinaison du meilleur support, de la meilleure couche et du meilleur traitement séparément définis ne donnera pas forcément la meilleure cathode; le risque sera même d'autant plus grand que les améliorations auront été plus considérables.

Mais si l'étude systématique des cathodes apparaît hérissée de difficultés singulières, notre but de produire des électrodes de très grande durée permet

de limiter les recherches à un domaine assez restreint pour introduire de grandes simplifications.

Si l'on veut en effet qu'une cathode ait chance de durer longtemps, il est raisonnable de lui appliquer un régime extrêmement modéré, ce qui ne sera possible avec un rendement convenable que si elle est très émissive.

On aperçoit tout de suite l'avantage qu'il y a dans ces conditions à définir par des recherches préparatoires un support, une couche et un traitement de référence correspondant à des émissions déjà très abondantes; en effet, supports, couches et traitements résultant ensuite des recherches proprement dites correspondront à des émissions encore améliorées certes, mais restant d'un ordre de grandeur assez voisin pour en permettre l'exploitation directe.

Le traitement étudié en détail au chapitre des méthodes sera naturellement notre traitement de référence; il reste donc à définir un support puis une couche donnant des émissions à la fois stables et très abondantes pour compléter les références sur lesquelles nous appuierons les recherches proprement dites.

Définition du support de référence.

Nous utiliserons pour nos comparaisons une couche standard d'oxydes provenant de la décomposition de carbonates mixtes à gros grains (baryum, strontium et un peu de calcium) d'usage courant dans la technique des lampes de T. S. F.; nous conviendrons d'appeler abréviativement *émission du métal support* celle de la cathode complète dont il fait partie.

On a commencé par comparer un nickel E extrêmement pur dont on attendait une grande stabilité et un nickel 2 B contenant des réducteurs dont on attendait une forte émission. En fait, l'émission de E extrêmement basse ne cesse de croître légèrement; celle de 2 B beaucoup plus abondante varie plus capricieusement; il y a de plus distillation des impuretés qui viennent se déposer sur l'ampoule.

On a pensé que ces impuretés pouvaient perturber la cathode contenant E, on a donc fait de nouvelles lampes pour comparer séparément E et 2 B à un nouveau nickel M 10 considéré comme très pur mais dans une catégorie commerciale et dont on peut par conséquent constituer un gros stock. L'émission de E opposé à M 10 est toujours très faible mais sa croissance avec le temps est énormément réduite; l'allure de celle de 2 B n'est pas modifiée quand on l'oppose à son tour à M 10, mais c'est celui-ci qui voit alors son émission perturbée, ce qui confirme l'effet contaminateur de 2 B.

Pour voir si la croissance résiduelle de l'émission de E avec le temps est due à une légère contamination par M 10, on a fait une double diode avec deux filaments E; dans ce cas l'émission est stable, ce qui prouve que M 10 lui-même distille légèrement. L'émission de M 10 étant plutôt supérieure à celle de 2 B, le premier semblerait excellent comme référence si sa légère distillation ne faisait peser sur lui un soupçon d'instabilité. On l'a donc comparé lui-même à un grand nombre de nickels commerciaux et il s'est toujours montré au moins aussi émissif et stable que ses concurrents; on a dû pour cela construire un grand nombre de lampes et toutes les cathodes M 10 ont été équipées avec des filaments coupés au hasard dans les rouleaux constituant notre stock; l'homogénéité des résultats a cependant été très satisfaisante. Enfin, parmi tous les nickels comparés à M 10, les meilleurs furent opposés à E, tous exaltèrent son émission dans des proportions plus importantes.

Il semblait donc certain qu'on ne trouverait pas sans recherches très étendues de nickel nettement plus stable et émissif que M 10, ce qui suffisait à légitimer son choix comme référence.

Définition de la couche de référence.

Nous conviendrons d'appeler abréviativement *émission de la couche d'oxydes* celle de la cathode complète qu'elle équipe avec M 10 comme support.

Les oxydes proviennent de la décomposition d'un mélange de carbonates alcalino-terreux et l'influence de la structure cristalline de ces carbonates a fait l'objet d'un premier sondage. Si les carbonates sont précipités simultanément, ils forment des cristaux mixtes (on l'a vérifié par radiocristallographie) et l'émission des oxydes correspondants est plus forte que lorsque les carbonates ont été précipités séparément et mélangés ensuite.

Quand on fait varier la grosseur des grains de carbonates en modifiant les conditions de précipitation depuis les colloïdes jusqu'aux plus gros cristaux qu'on sache faire, l'émission des oxydes formés ne cesse de croître avec la taille des cristaux. L'influence de la composition du mélange est très nette aussi et les carbonates doubles de baryum et de strontium ne sont jamais aussi favorables que ceux qui contiennent une petite proportion de calcium; il convient d'ailleurs de remarquer que la présence de celui-ci entraîne la cristallisation sous forme d'aiguilles très volumineuses et belles.

L'épaisseur maxima de la couche émissive est beaucoup plus grande dans le cas des gros grains que des fins, ceux-ci donnant des couches très

sujettes au fendillement en cours de traitement; au contraire, les gros grains permettent une forte épaisseur et de plus, quand ils sont en forme d'aiguilles, la couche prend un aspect remarquablement lisse et velouté.

Enfin, le procédé de dépôt donnant la meilleure régularité et la plus forte densité de matière émissive est incontestablement l'électrophorèse que nous avons pu appliquer, avec plus ou moins de facilité il est vrai, à tous les mélanges dont nous venons de parler.

Avant montage, il faut encore *fixer* la couche sèche; on utilise pour cela une solution de nitrocellulose dans un mélange d'acétate de butyle et d'alcool éthylique qui permet d'opérer au trempé.

La couche la plus émissive doit donc être celle obtenue à partir d'un dépôt cataphorétique d'un mélange de carbonates mixtes de Ba, Sr, Ca dans les proportions respectives de 1 atome Ba pour 1,18 Sr et 0,24 Ca; ce sont de longues aiguilles très bien cristallisées qui se laissent déposer sans difficulté sur un fil de nickel sous une épaisseur de 50 μ. Cette couche choisie comme référence et désignée par l'appellation conventionnelle VJ 19, on a répété en la substituant à la couche standard provisoire les expériences du chapitre précédent qui opposaient M 10 à ses concurrents éventuels; M 10 s'est encore montré le meilleur, ce qui achève de légitimer le choix de nos deux références. Support et couche de référence venant s'inscrire à la suite des normes d'essai définies auparavant parachèvent le cadre des comparaisons à venir.

Il ne semble pas possible de pousser plus loin la systématisation *a priori* car on ne pourrait prévoir tout ce que réserve l'expérience et l'on ne peut prétendre à mieux que de l'aborder avec un minimum d'aléas. Les recherches proprement dites déborderont fatalement ce cadre étroit, notamment dès qu'il s'agira d'interpréter les résultats des comparaisons, mais il n'en était que plus nécessaire d'établir celles-ci sur un terrain aussi solide que possible.

RECHERCHES SUR L'INFLUENCE DU MÉTAL SUPPORT.

Les premières études ont porté sur des métaux qu'on pouvait se procurer directement sous la forme convenable (fils homogènes et de diamètre bien régulier) en l'occurrence des nickels commerciaux de la classe dite *spéciale pour cathodes*. Nous ne pouvions réunir sur eux que des renseignements incomplets comme leur teneur en un certain nombre d'impuretés, mais rien sur les conditions de leur élaboration. Une telle étude ne pouvant échapper au caractère fragmentaire d'une série de sondages, il était nécessaire de la compléter par des recherches plus systématiques et le meilleur moyen de démêler les diverses influences qui agissent sur la qualité des nickels supports était encore d'en faire préparer spécialement en vue de nos travaux.

Il fallait donc trouver un spécialiste qui ait l'obligeance de mettre en route un grand nombre de fusions d'essai dans l'espoir d'en obtenir quelques-unes dont on pût tirer la longueur indispensable de fil bien homogène et régulier. Nous devons à M. Chavy, Ingénieur-Conseil, d'avoir pu disposer ainsi d'échantillons préparés par fusion de nickel brut provenant de la décomposition de nickel carbonyle (procédé *Mond*) puis affinés à des degrés divers par du siliciure de calcium ou par du magnésium, une série à part ayant reçu en outre des additions croissantes d'aluminium. Grâce encore à l'amabilité de notre auxiliaire bénévole, nous avons pu avoir quelques mètres de fil de nickel électrolytique E considéré comme le plus pur qu'on puisse se procurer (les impuretés classiques ne s'y trouvent à l'analyse spectrographique que sous forme de traces, à l'exception du cobalt) et quelques kilogrammes de nickel *Mond* en billes destiné à des essais spéciaux de métallurgie des poudres.

Étude de l'émission électronique.

Les métaux qu'on rencontre couramment en tant qu'impuretés dans les nickels pour cathodes jouent des rôles très différents suivant leur nature et leur concentration. On distingue parmi eux deux groupes principaux, d'une part, certains réducteurs généralement considérés comme jouant un rôle favorable en petites quantités, d'autre part, tous les autres sur lesquels les avis sont plus partagés. Nous ne nous occuperons que de ceux qui nous ont paru les plus importants, à savoir, d'une part, Mg, Si, Al, Ca que nous désignerons par *groupe du magnésium*, d'autre part, Mn, Fe, Cu que nous désignerons par *groupe du manganèse*; nous avons toujours trouvé ces trois derniers métaux franchement nuisibles et dans cet ordre; quant au cobalt, presque toujours présent dans les nickels, il en faut des proportions tellement supérieures à celles des autres impuretés pour qu'il commence à manifester une influence défavorable que nous n'en avons généralement pas tenu compte.

Essais standard. — Comme nickels commerciaux, nous disposions outre notre référence M 10 de deux nickels français M 8 et M 9, puis d'un anglais OW et enfin de deux autres français MB 66 et GW 1

d'une autre provenance; le nickel E a aussi été introduit dans cette chaîne de comparaisons à titre d'étalon de pureté.

Nos renseignements sur les deux derniers nickels français sont moins sûrs que pour les autres comme on le verra dans le Tableau I.

Tableau I.

	Groupe Mg (%).	Groupe Mn (%).
M 10	0,21	0,21
M 8	0,20	0,14
M 9	0,18	0,85
OW	0,22	0,26
MB 66	Assez riche en Mg	Total faible
GW 1	Surtout Mg, mais faible	Surtout Fe, mais faible
E	Traces	Traces

Les six nickels à étudier ont été comparés à M 10 suivant notre cycle standard : mesure de l'émission électronique par le courant anodique en tops, cathode à 700°, précédée de stabilisation : 1° après

Évolution de l'émission (en tops) de divers nickels.

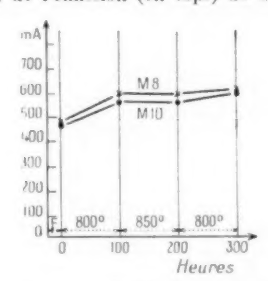


Fig. 10. — Nickels M 10 et M 8.

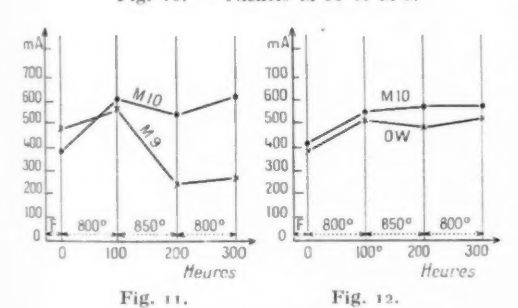


Fig. 11. Fig. 12.

Fig. 11. — Nickels M 10 et M 9.
Fig. 12. — Nickels M 10 et OW.

formation; 2° après durée de 100 h, cathode à 800°; 3° après nouvelle durée de 100 h, cathode à 850°; 4° après dernière durée de 100 h, cathode à 800°.

Les courbes représentées sur les figures 10, 11, 12, 13, 14 et 15 ont été obtenues de la façon suivante : on a construit avec chaque métal à étudier et M 10 plusieurs doubles diodes et les points représentatifs sont l'image de la moyenne des mesures sur chacune.

Évolution de l'émission (en tops) de divers nickels.

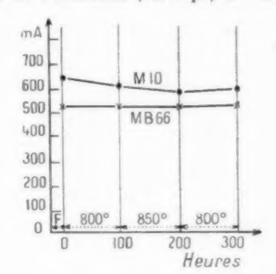


Fig. 13. — Nickels M 10 et MB 66.

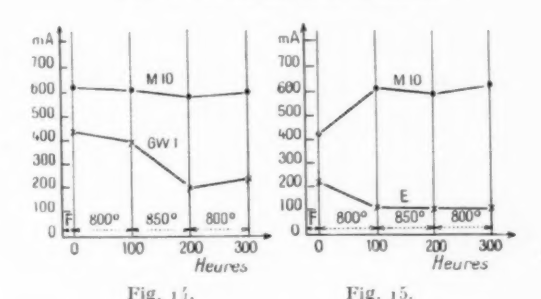


Fig. 14. Fig. 15.

Fig. 14. — Nickels M 10 et GW 1.
Fig. 15. — Nickels M 10 et E.

La concordance est toujours satisfaisante quand toutes les opérations ont été convenablement conduites. Toute lampe ayant subi un incident quelconque est écartée.

De l'examen de ces graphiques on peut tirer les premières conclusions suivantes :

a. Un nickel très purifié émet peu;

b. Des nickels contenant des proportions de l'ordre de 20 % de métaux du groupe Mg et autant de métaux du groupe Mn émettent bien;

c. L'émission est en raison inverse de la teneur en métaux du groupe Mn;

d. Une diminution sensible de cette dernière teneur n'accroît que faiblement l'émission et son augmentation dans un rapport supérieur à 4 ne l'abaisse pas jusqu'à celle d'un nickel très pur.

Nous avons alors entrepris l'étude des nickels préparés spécialement; d'une part, 2 B et 18 N affinés respectivement au siliciure de calcium additionné de magnésium et au siliciure de calcium pur en excès, d'autre part, 13 N et 15 N affinés tous deux au magnésium, mais à des degrés différents, ce qui fait que 13 N contient encore un peu de magnésium

en excès, l'affinage étant quasi exact pour 15 N.

Leurs teneurs en additifs ainsi que celle de M 10 rappelée pour comparaison sont résumées dans le Tableau II :

Tableau II.

	M 10.	2 B.	15 N.	13 N.	18 N.
Groupe Mg (%).....	0,21	0,70	0,18	0,48	1,08
» Mn (%).....	0,21	0,36	0,17	0,18	0,35

L'étude de 18 N n'a pu être achevée, ce métal

Évolution de l'émission (en tops) de divers nickels.

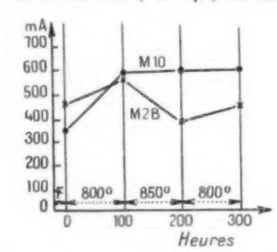


Fig. 16. — Nickels M 10 et 2 B.

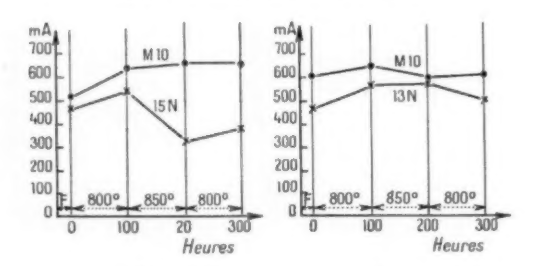


Fig. 17.   Fig. 18.

Fig. 17. — Nickels M 10 et 15 N.
Fig. 18. — Nickels M 10 et 13 N.

étant très fragile, on ne donnera donc pas sa courbe, tout ce qu'on peut en dire est que son émission paraît assez bonne. Les courbes des trois autres sont représentées sur les figures 16, 17 et 18, elles sont plus difficiles à interpréter que les précédentes : 15 N est probablement trop pur, il présente en effet des analogies frappantes avec GW 1 (lui-même assez voisin de E) mais sa composition est bien proche de celle de M 10 incomparablement plus émissif; il est possible que, lorsqu'on pousse la purification, il soit nécessaire de diminuer beaucoup plus le groupe Mn que le groupe Mg comme le suggère la comparaison avec M 8.

La bonne qualité de 13 N montre que de toutes façons on a intérêt à être plus riche en groupe Mg qu'en groupe Mn mais le total des impuretés ne doit tout de même pas être trop élevé comme c'est le cas pour 2 B dont l'émission est nettement plus faible.

La dernière série à étudier est celle des nickels contenant intentionnellement des additions croissantes d'aluminium. Ce sont 215 TA (0,2 %), 215 TC (1,8 %), 215 TB (2,2 %) et 215 TD (3,1 %).

Comme on pouvait s'y attendre, tout l'aluminium ajouté ne se retrouve pas dans le métal final, d'autre part, la proportion en groupe Mg, aluminium non compris, est à peu près uniforme et de l'ordre de 0,20 %, la proportion en groupe Mn de l'ordre de 0,50 %, le Tableau III ci-dessous résume encore ces données approximatives :

Tableau III.

	M 10.	215. TA.	215. TC.	215. TB.	215. TD.
Groupe Mg (moins Al) (%).	0,21	0,20	0,20	0,20	0,20
Al (%)................	(0,21)	0,15	1,25	1,55	2,09
Groupe Mn (%).........	0,21	0,50	0,50	0,50	0,50

Les courbes de ces quatre métaux représentées sur les figures 19, 20, 21 et 22 sont encore plus

Évolution de l'émission (en tops) de divers nickels.

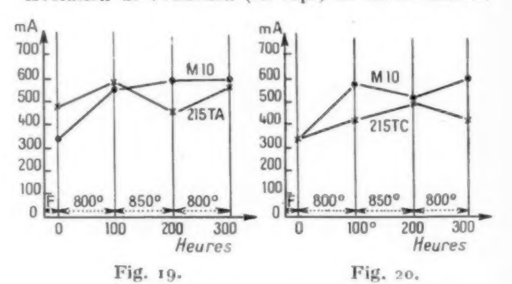


Fig. 19.   Fig. 20.

Fig. 19. — Nickels M 10 et 215 TA.
Fig. 20. — Nickels M 10 et 215 TC.

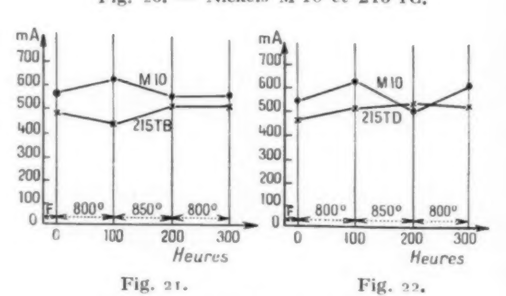


Fig. 21.   Fig. 22.

Fig. 21. — Nickels M 10 et 215 TB.
Fig. 22. — Nickels M 10 et 215 TD.

difficiles à interpréter que les précédentes, en particulier aucune progression régulière ne se manifeste en fonction des teneurs croissantes en aluminium;

cela peut évidemment être dû au fait que toutes les concentrations en impuretés sont trop élevées, il n'en reste pas moins que des métaux profondément différents, tels que OW et 13 N par exemple, donnent des courbes assez semblables, ce qui prouve que quelque chose de général nous échappe encore.

Nickels normaux et anormaux. — On a vu au début de cette étude que les régimes voisins de la saturation permettaient seuls de dégager l'individualité des cathodes à oxydes, il ne semblait donc pas nécessaire de mesurer les courants anodiques en régime de stabilisation; on les a cependant relevés pour faire un sondage de vérification à partir de l'étude du nickel 15 N et les résultats obtenus ont souvent différé très profondément de ce qu'on attendait.

Certaines cathodes se comportent bien comme prévu, le courant anodique de stabilisation restant sensiblement constant après chaque essai de durée, même lorsque les mesures correspondantes en tops accusent un fléchissement sérieux; pour les autres il y a au contraire diminution progressive en stabilisation tandis qu'en régime de tops les variations conservent leur physionomie habituelle.

Nous nous trouvons là en présence d'une anomalie caractérisée, en effet une cathode fournit généralement beaucoup plus d'électrons qu'il n'en faut pour former, en régime de stabilisation, le courant anodique; ce courant ne doit donc fléchir qu'à l'approche de la saturation et celle-ci ne devrait être atteinte pour un régime aussi modéré que longtemps après avoir été manifestée en régime de tops.

L'anomalie n'est nullement exceptionnelle : les nickels 13 N, 18 N, 215 TC, 215 TB, 215 TD la présentent, M 10, 15 N et 215 TA en restant exempts; elle est de plus fort importante pratiquement car le régime de stabilisation appartient au domaine de l'utilisation courante des cathodes à oxydes et celles qui comporteront des supports anormaux se classeront *émission faible* par rapport aux autres.

Sur les figures 23, 24, 25, 26, 27 et 28 on retrouve les courbes en tops déjà données, au-dessus desquelles on a reporté les courbes correspondantes en stabilisation avec une échelle d'ordonnées différente, elles illustrent ce qu'on vient d'exposer mais pour avancer dans la compréhension du phénomène jusqu'à en tirer les conséquences pratiques, une étude plus serrée s'impose.

On a tout d'abord essayé de prolonger les essais de durée, mais les cathodes ne manifestent plus de tendance sensible à évoluer quel qu'ait été leur comportement antérieur, ce qui donne à penser

Évolution de l'émission en tops (échelle à droite) et du courant en stabilisation (échelle à gauche) de divers nickels.

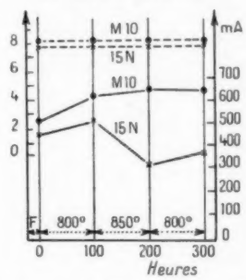


Fig. 23. — Nickels M 10 et 15 N.

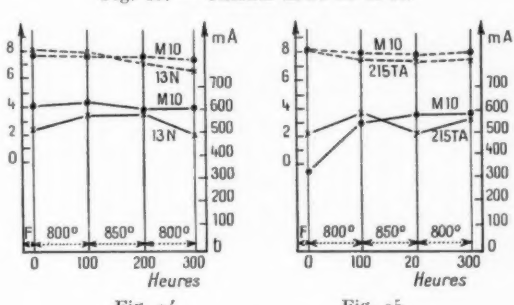


Fig. 24. Fig. 25.

Fig. 24. — Nickels M 10 et 13 N.
Fig. 25. — Nickels M 10 et 215 TA.

Évolution de l'émission en tops (échelle à droite) et du courant en stabilisation (échelle à gauche) de divers nickels.

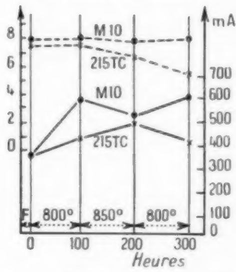


Fig. 26. — Nickels M 10 et 215 TC.

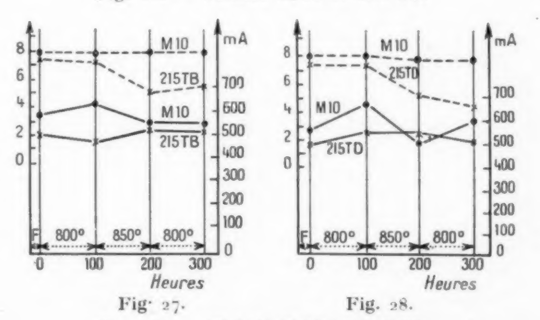


Fig. 27. Fig. 28.

Fig. 27. — Nickels M 10 et 215 TB.
Fig. 28. — Nickels M 10 et 215 TD.

que le traitement standard, nécessaire pour développer le caractère anormal d'un support (le courant anodique de stabilisation des cathodes anormales

Variation en fonction de la température de l'émission en tops et du courant en stabilisation de divers nickels.

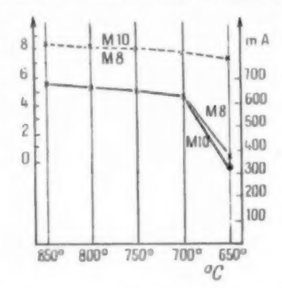


Fig. 29. — Nickels M 10 et M 8.

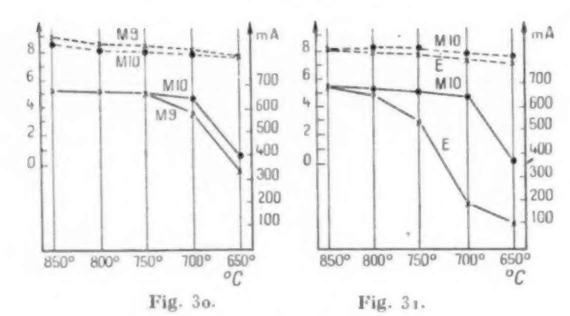


Fig. 30. Fig. 31.

Fig. 30. — Nickels M 10 et M 9.
Fig. 31. — Nickels M 10 et E.

n'est pas systématiquement faible au départ) est en même temps suffisant pour le fixer.

On a ensuite fait varier la température des cathodes et, en régime de tops, toutes se sont encore comportées de façon à peu près analogue; le courant anodique décroît avec la température, très rapidement à partir d'un certain seuil dont la valeur varie d'une cathode à l'autre; en régime de stabilisation au contraire, les cathodes qui s'étaient déjà révélées normales restent presqu'indifférentes à une diminution de température, au moins tant qu'on n'a pas atteint celle de l'effondrement en tops, alors que les autres voient leur courant anodique diminuer rapidement sans que la rapidité du fléchissement correspondant en tops cesse d'être normale.

Les signes de saturation que donnent ces dernières cathodes en régime de stabilisation sont d'autant plus inattendus qu'elles se comportent régulièrement en régime de tops, il se confirme donc qu'*une cathode est normale ou anormale suivant que, sollicitée par un champ faible mais continu ou fort mais périodique, elle répond de façon concordante ou discordante à des variations de température aussi bien qu'aux essais de durée standard.*

Notre matériel de recherche se prête parfaitement à l'étude expérimentale correspondante, on a simplement repris des doubles diodes déjà étudiées et relevé leurs courants anodiques en régime de tops de mesure puis en régime de stabilisation pour des températures échelonnées entre 850 et 650°. Les courbes représentatives, en fonction de la température cette fois, ont été tracées pour les deux régimes avec les mêmes conventions d'échelles que les précédentes, elles sont représentées sur les figures 29 à 38.

On voit que les courbes en régime de tops ont bien une allure générale commune; décroissance d'abord lente puis beaucoup plus rapide au-dessous d'une température critique (remarquablement élevée encore dans le cas du nickel E).

Les courbes en stabilisation sont de deux types

Variation en fonction de la température de l'émission en tops et du courant en stabilisation de divers nickels.

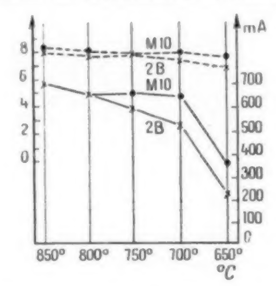


Fig. 32. — Nickels M 10 et 2 B.

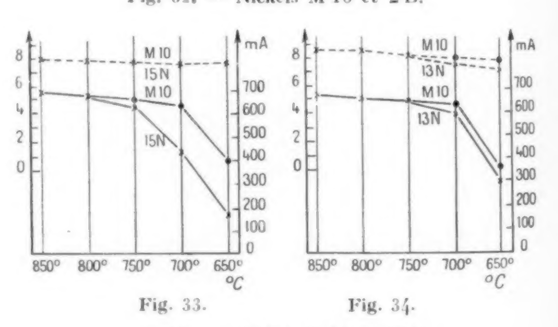


Fig. 33. Fig. 34.

Fig. 33. — Nickels M 10 et 15 N.
Fig. 34. — Nickels M 10 et 13 N.

bien tranchés, d'une part, celles qui décroissent presque insensiblement avec la température suivant une loi linéaire au moins jusqu'à une température critique très inférieure à celle du régime de tops (seul le nickel E donne des émissions assez faibles

pour que cette température tombe dans le domaine accessible à la pyrométrie optique), d'autre part, celles qui décroissent nettement en suivant une loi souvent non linéaire et plus rapide.

Variation en fonction de la température de l'émission en tops et du courant en stabilisation de divers nickels.

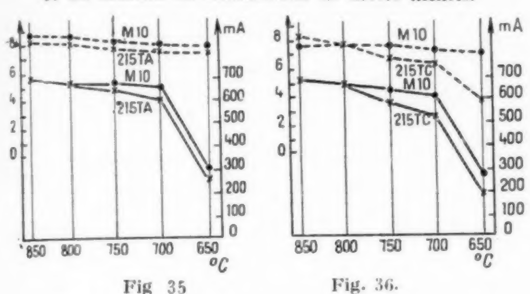


Fig. 35. — Nickels M 10 et 215 TA.
Fig. 36. — Nickels M 10 et 215 TC.

Ces deux types de courbes correspondent respectivement aux supports normaux et anormaux.

La très faible décroissance de la caractéristique des normaux avec la température nous semble explicable par la diminution de la vitesse initiale moyenne des électrons émis.

Nous pouvons maintenant grouper dans un tableau tout ce que nous savons des nickels étudiés, en prenant pour caractéristique de leur émission le courant anodique en tops de mesure après la dernière durée (Tableau IV).

TABLEAU IV.

	Groupes Mg (%).	Groupes Mn (%).	Émission.	Classe.
M 10...	0,21	0,21	Bonne	Normale
M 8...	0,20	0,14	Très bonne	»
M 9...	0,18	0,85	Assez faible	»
OW....	0,22	0,26	Bonne	»
MB 66..	Riche en Mg	Total faible	»	Normale (à la limite)
GW 1...	Surtout Mg mais peu	Surtout Fe mais peu	Faible	Normale
E......	Traces	Traces	Mauvaise	Normale
2B.....	0,70	0,36	Assez bonne	Anormale
15 N....	0,18	0,17	Faible	Normale
13 N....	0,48	0,18	Bonne	Anormale
18 N....	1,08	0,35	»	»
215 TA.	0,20-0,25	0,50	»	Normale
215 TC.	0,20-1,25	0,50	Assez Bonne	Anormale
215 TB.	0,20-1,55	0,50	Bonne	»
215 TD.	0,20-2,09	0,50	»	»

Des résultats ainsi groupés, on peut conclure finalement que les nickels très purs sont normaux et que le caractère anormal est surtout lié aux impuretés du groupe Mg, le groupe Mn agit dans le même sens, mais à un degré bien moindre (comparer entre autres M 9 et 13 N) et nous n'avons jamais rencontré de métal contenant moins de 0,20 % du groupe Mg et franchement anormal, non plus que de métal en contenant plus de 0,40 % et exempt de l'être, mais il importe d'ajouter que tous les métaux qu'il nous a été donné d'étudier avaient une teneur *totale* en impuretés toujours faible et que la concentration en groupe Mn n'était jamais un grand nombre de fois supérieure à la concentration en groupe Mg.

L'existence des nickels anormaux a montré que l'étude des cathodes en régime de tops n'est pas suffisante puisque certains supports paraissant ainsi excellents auront une émission faible en régime d'utilisation et d'autant plus qu'on abaissera la température dans le but de les faire durer plus longtemps. Il suffit heureusement d'étendre nos normes d'essai de durée au régime de stabilisation pour déceler l'anomalie dont l'étude directe se fait facilement ensuite par la méthode rapide des courbes ayant la température de cathode au lieu du temps comme paramètre.

Il importe de remarquer que cette étude n'a de sens que faite à la suite du cycle standard car aussitôt après formation les métaux anormaux

Variation en fonction de la température de l'émission en tops et du courant en stabilisation de divers nickels.

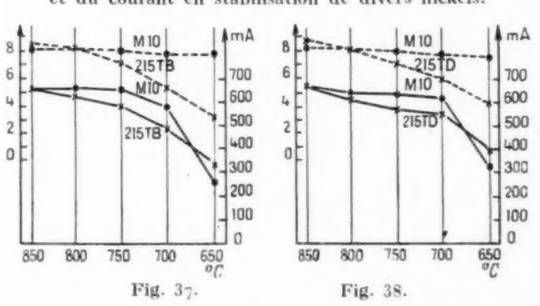


Fig. 37. — Nickels M 10 et 215 TB.
Fig. 38. — Nickels M 10 et 215 TD.

peuvent se comporter exactement comme des normaux, ce qui n'empêchera nullement le courant plaque en stabilisation de baisser après chaque durée, tandis qu'en régime de tops il manifestera une variation de sens quelconque et c'est seulement après cette évolution que le métal aura acquis son caractère définitif.

La comparaison entre nickels normaux et anormaux nous apprend donc finalement que ces derniers, sans manifester de supériorité en régime de tops, ont une émission faible en régime de stabilisation et *a fortiori* en régime d'emploi normal; en outre les cathodes qu'ils équipent ont une tendance marquée à être *luminescentes* en fonctionnement, ce qui n'est qu'une singularité et à provoquer le phénomène d'*étincelage de la couche d'oxydes*, ce qui est un défaut certain; toutes ces raisons semblent bien suffisantes pour écarter les anormaux des applications pratiques.

Recherche de supports nouveaux. — Les résultats acquis peuvent se résumer comme suit : un nickel

Variation de l'émission en tops (échelle à droite) et du courant en stabilisation (échelle à gauche) de divers nickels.

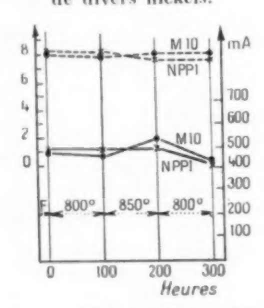


Fig. 39. — Nickels M 10 et NPP 1.

trop pur émet peu, une faible proportion de métaux du groupe Mg exalte son émission, tandis qu'une proportion trop forte le fait passer dans la classe des anormaux et lui donne tendance à distiller ses impuretés; les métaux du groupe Mn lui donnent aussi tendance à passer dans la classe anormale, mais à un très faible degré, de plus ils diminuent l'émission mais bien moins que ceux de l'autre groupe ne l'exaltent.

Il en résulte qu'une solution de compromis est possible et M 10 en fournit un excellent exemple : figurant dans chaque comparaison, la reproductibilité des courbes qu'il donne est remarquable et elle consacre outre sa qualité la valeur des traitements que nous avons adoptés et codifiés dans nos normes d'essai.

Il ne faut cependant pas oublier que M 10 lui-même distille ses réducteurs comme le montre l'exaltation de l'émission de E quand il lui est opposé dans la même double diode, ce qui ne laisse pas de faire planer sur lui une menace d'instabilité aux très grandes durées.

On ne peut guère échapper à ce danger qu'en remplaçant les réducteurs du groupe Mg par d'autres beaucoup plus réfractaires qui ne peuvent être introduits que par la métallurgie des poudres.

Nous avons préparé dans nos laboratoires spécialisés un certain nombre de nickels suivant cette technique : l'échantillon NPP 1 obtenu par frittage à partir d'un nickel vulgaire après purification chimique, est pratiquement indiscernable de M 10 (*fig.* 39); facile à obtenir en fils ses propriétés mécaniques sont aussi bonnes que celles d'un métal fondu; à partir de notre nickel *Mond* en billes nous avons pu obtenir une poudre d'une pureté au moins égale à celle du nickel E, comme l'a montré une analyse spectrographique, et à partir de laquelle nous avons préparé des cathodes présentant les mêmes caractéristiques que celles en nickel E (*fig.* 40 et 41). Enfermées dans une même enceinte, ces

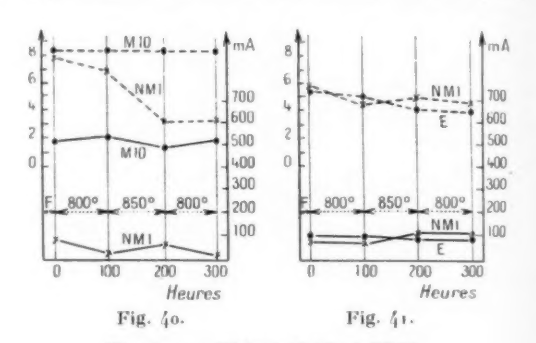


Fig. 40. Fig. 41.

Fig. 40. — Nickels M 10 et NM 1.
Fig. 41. — Nickels E et NM 1.
Les mesures figurant sur ce graphique ont toutes été effectuées à 800° C et non à la température standard de 700°.

cathodes n'en perturbent aucune autre alors qu'elles sont perturbées par toutes les autres, sauf celles utilisant le nickel E pour support.

Avant de concréter la poudre ultra-pure, il est possible de lui ajouter un peu de titane ou de zirconium; on obtient alors des cathodes stables mais jusqu'à présent moins émissives que celles utilisant M 10 comme support.

Influence d'impuretés superficielles. — Avant de clore le chapitre de l'émission électronique des métaux supports, nous avons voulu essayer de nous faire une opinion sur la réputation d'extrême sensibilité des cathodes à oxydes à toute espèce de contamination.

Pour cela, nous avons oxydé à l'air dans une étuve des supports divers mais tous de classe normale à quatre régimes différents (15 mn et 1 h à 300°, 15 mn et 1 h à 450°) puis nous avons construit des

doubles diodes contenant chacun un brin oxydé et un brin témoin du même métal.

Après étude complète suivant le cycle habituel, les diodes à brins oxydés ne se sont nullement montrées inférieures à leurs sœurs à brins témoins.

Cependant il a fallu au pompage une puissance supérieure du côté oxydé pour atteindre la même température et dans tous les cas sauf un, toute différence avait disparu dès avant la formation.

Nous avons alors essayé de procéder à l'oxydation après recouvrement (en nous limitant à M 10), ce qu'on ne peut réaliser que sur place et par effet Joule avant de faire le vide, double diode soudée sur le bâti de pompage; après quelques tâtonnements et comparaisons avec des brins nus, on a trouvé des régimes permettant d'atteindre des oxydations du même ordre que les précédentes.

Dans ce cas, la surpuissance nécessaire au pompage est encore plus forte et les différences s'étendent jusqu'aux essais de durée (le brin de référence est lui-même visiblement contaminé par les dégagements de son voisin) mais tout rentre dans l'ordre encore cette fois avant la fin du traitement standard.

Si ces expériences assez étendues (20 doubles diodes construites en tout) font justice de certaines légendes, il n'en reste pas moins qu'au point de vue pratique, une cathode oxydée impose un traitement non standard et qu'il vaut mieux éviter cette complication qui peut apparaître comme rédhibitoire quand il s'agit d'une production en série.

Après l'étude de l'oxydation, nous avons voulu jeter un coup de sonde du côté des couches continues; nous nous sommes limités à un métal réputé défavorable à l'émission électronique, l'or. Nous avons procédé à son dépôt électrolytique sur du fil M 10 sous deux épaisseurs différentes, 4,5 et 9 μ, nous avons construit quatre doubles diodes en tout contenant d'un côté M 10 doré, de l'autre M 10 vierge et cette fois, l'émission des fils dorés a toujours été réduite à une fraction infinitésimale de l'émission normale sans d'ailleurs qu'on constate la moindre contamination du fil non doré.

Étude de propriétés physiques secondaires.

Les propriétés des nickels supports dont nous allons dire quelques mots maintenant ne sont bien entendu secondaires qu'au point de vue de nos recherches, dans lesquelles l'émission électronique tient la toute première place, elles entrent cependant dans leur cadre en tant qu'elles influent sur cette émission.

Mesures de résistivité. — En général, un nickel est d'autant moins résistant qu'il est plus pur.

Toutes les impuretés n'augmentent d'ailleurs pas également la résistivité, en particulier le silicium a une action considérable tandis que celle du cobalt est faible au moins quand il s'agit de métaux alliés car si l'impureté se présente sous une autre forme (inclusion d'oxydes ou autre composé chimique), son action *sur toutes les propriétés* est certainement très différente.

La résistivité ne varie pas avec la température suivant la même loi pour tous les nickels, mais les différences ont toujours tendance à s'atténuer, sans jamais s'annuler, au rouge.

Enfin, de la somme de nos expériences, nous avons pu dégager la loi empirique suivante : tous les nickels classiques donnant de bons résultats électroniques ont des résistivités peu différentes de 9, bien entendu cette condition n'est nullement suffisante pour qu'un métal support soit satisfaisant.

Avant de terminer, nous signalerons que les nickels obtenus par métallurgie des poudres sont systématiquement peu résistants sans préjudice, on l'a vu, de la bonne qualité de certains en émission électronique.

Propriétés thermiques. — En règle générale, un nickel demande d'autant moins de watts pour faire prendre une température donnée à sa couche d'oxydes qu'il est plus pur. La grandeur de l'effet dépend encore des impuretés présentes.

D'autre part, le nickel le plus pur semble rayonner moins bien sa chaleur car lorsqu'on oppose dans la même double diode une cathode avec nickel pur et l'autre avec nickel impur, cette dernière rougit avant sa voisine mais elle est bientôt rattrapée puis dépassée.

Nous avons enfin procédé à des essais de durée sur des cathodes complètes; quel que soit le nickel support, la température obtenue est constante dans le temps si la puissance de chauffage l'est aussi.

Des essais analogues faits dans un autre but sur des filaments nus ont au contraire conduit à l'anomalie suivante pour les deux nickels M 10 et M 9 pourtant bien différents : après 5 ou 6 h à 900°, la puissance nécessaire au maintien de la température augmente brusquement tandis que le métal prend un aspect dépoli. Si l'on maintient la température en ajustant la puissance, une zone chaude se forme bientôt *à chaque extrémité* et cette recalescence gagne rapidement le filament entier. Pour rattraper la température de 900°, il faut alors baisser la puissance à sa valeur initiale ou même à une valeur inférieure qui, cette fois, ne varie plus.

Le métal est alors redevenu lisse et si on l'examine de près on le trouve brillant et recristallisé en gros cristaux. Cette anomalie n'est d'ailleurs pas générale même pour M 10 et M 9, mais le fait qu'elle débute toujours par les extrémités donne à penser que le gradient de température joue un rôle dans son éventuel déclenchement.

Il est remarquable que plusieurs métaux plus proches respectivement de M 10 ou de M 9 qu'ils ne le sont l'un de l'autre n'ont pas donné lieu à ce phénomène.

RECHERCHES SUR L'INFLUENCE DE LA COUCHE ÉMISSIVE.

Nous avons vu que la couche de référence était constituée par la décomposition d'un mélange de carbonates bien défini VJ 19 qui avait été déposé par cataphorèse. Pour que les comparaisons soient valables, il faut donc que les couches à étudier aient été déposées également par cataphorèse et suivant une méthode uniforme; nous commencerons donc par l'exposé du procédé général de mise en suspension que nous avons appliqué avec succès à tous les mélanges de carbonates qui nous sont passés entre les mains.

Méthode générale de cataphorèse.

Nous avons dû renoncer successivement à toutes les méthodes classiques utilisant des défloculents en proportions plus ou moins importantes après avoir trouvé que l'un des meilleurs était l'acide butyrique mais qu'à la teneur de 20 gouttes d'une solution à 5 % pour 125 cm³ de suspension il avait encore une influence nettement défavorable sur l'émission électronique.

Nous avons pensé que le seul moyen d'éviter cet effet fâcheux était d'obtenir une charge sur chaque grain de carbonate au moyen d'un corps dont les produits de décomposition seraient indiscernables de ceux des carbonates eux-mêmes.

Pour cela, on commence par les débarrasser de tous les électrolytes adsorbés, puis on les suspend dans de l'alcool à un titre bien défini en présence d'anhydride carbonique; une petite quantité de bicarbonates se forme alors dont une partie se dissout dans l'alcool et charge les grains de carbonates.

Pour que cette charge soit constante, il faut d'une part que les carbonates soient parfaitement lavés au départ, d'autre part, que le titre de l'alcool soit bien constant (car la solubilité des bicarbonates en dépend) le mélange azéotropique à 96° convient parfaitement et met en outre dans d'excellentes conditions de conservation.

Pour évacuer les électrolytes, on procède à des lavages à l'eau distillée bouillante (meilleur solvant que l'alcool) en grande quantité et pendant longtemps, jusqu'à ce que la conductibilité des eaux de lavage tombe à une valeur comprise entre 60 et 80 micromohs par cm^{-1} caractéristique de la solubilité propre des carbonates. Après séchage à l'étuve, on peut conserver autant qu'on veut en flacons bien bouchés.

La mise en suspension se fait dans de l'alcool à 96° et de conductivité inférieure à 0,8 micromohs par cm^{-1}, en présence d'anhydride carbonique, on peut conserver la suspension en flacons bouchés, toujours en présence de gaz carbonique.

Pour procéder aux recouvrements, on utilise une petite cuve dans laquelle on entretient une agitation par courant de gaz carbonique entre chaque opération.

Les conditions de dépôt dépendent de la grosseur des grains en suspension; les champs nécessaires sont d'autant plus grands et les temps plus courts que les grains à transporter sont plus gros; d'autre part, plus un objet a un rayon de courbure faible, plus il faut diminuer la tension utilisée pour garder le même champ utile.

Les suspensions manipulées avec soin se conservent pendant des mois, si cependant des signes de floculation viennent à apparaître (ce qui est fort rare), il suffit d'essorer et de régénérer la suspension dans un alcool frais.

La validité des comparaisons étant ainsi assurée, on a pu commencer les recherches proprement dites, d'une part sur un certain nombre de carbonates de provenances diverses ou préparés sur place, d'autre part, sur l'influence de variations progressives de composition à partir d'un carbonate donné.

Étude comparative de diverses couches émissives.

La comparaison de diverses couches à notre référence suscite une difficulté que nous retrouverons maintenant dans toute la suite : chaque mélange de carbonates est caractérisé par une cristallisation moyenne en forme et en grosseur, différente de celle du mélange voisin et de la référence; ils risquent donc de donner naissance à des couches d'oxydes de pouvoirs rayonnants divers, et les températures apparentes mesurées au pyromètre optique pourront ne pas être en rapport constant avec les températures vraies. La valeur exacte des corrections à apporter ne pourrait être déterminée que par une

étude systématique des pouvoirs rayonnants, mais la précision nécessaire à nos comparaisons peut être atteinte par la méthode approchée qui consiste à préparer une série de carbonates de grosseurs de grains échelonnées et qui serviront de références secondaires; on les comparera une fois pour toutes à la référence de base par une série de recoupements et avec le plus grand soin pour ne plus avoir à faire ensuite que des comparaisons directes entre couches formées à partir de cristaux d'aspect semblable.

Préparation et étude de références secondaires. — Nous allons donc partir de la préparation de VJ 19 pour en déduire celle de carbonates cristallisés de façon aussi variée que possible dans le domaine des applications qui nous intéressent.

V J 19. — On sait qu'il s'agit d'un carbonate mixte 1 Ba, 1,18 Sr, 0,24 Ca; on l'obtient à partir d'une solution aqueuse très diluée (de l'ordre de 2 %) du mélange des trois nitrates et d'une solution



Fig. 42. — Cristaux de carbonates VJ 19. × 400.

aqueuse étendue (de l'ordre de 8 %) de carbonate de sodium.

La précipitation se fait au voisinage de l'ébullition avec agitation mécanique continuelle.

Après refroidissement, on laisse décanter, puis on lave plusieurs fois le précipité à l'eau distillée chaude.

On obtient ainsi de beaux cristaux en aiguilles représentés sur la figure 42.

V J A 19. — Préparé de façon identique au précédent à ceci près que les solutions sont deux fois plus concentrées.

Les cristaux qu'on voit sur la figure 43 sont de même forme, mais un peu plus petits.

V K A 19. — Également avec des solutions concentrées, mais l'agent de précipitation étant cette fois un mélange de carbonate d'ammonium et d'ammoniaque, la précipitation se fait à une

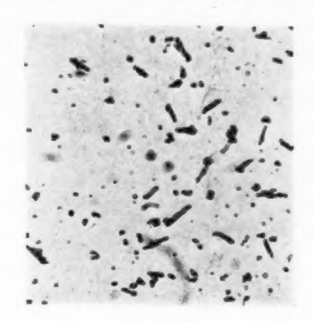


Fig. 43. — Cristaux de carbonates VJA 19. × 400.

température moins élevée à cause de la présence d'ammoniaque.

Les cristaux qu'on voit sur la figure 44 sont en

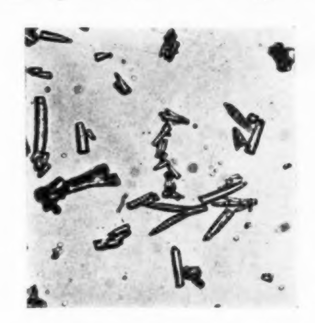


Fig. 44. — Cristaux de carbonates VKA 19. × 400.

très grosses aiguilles trapues et souvent fourchues ou mâclées.

V K A² 19. — Se déduit de V K A 19 comme

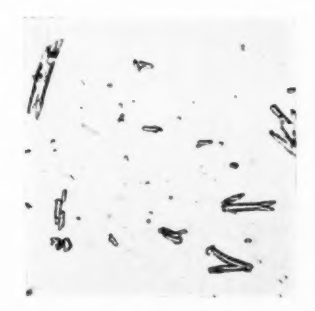


Fig. 45. — Cristaux de carbonates VKA²19. × 400.

V J A de V J, donc avec des solutions encore deux fois plus concentrées, les cristaux qu'on voit sur la figure 45 sont des aiguilles moins longues et plus

fourchues que les précédentes, mais encore très bien cristallisées.

V J A 10. — Se déduit de V J A 19 en remplaçant le calcium par la même proportion atomique de strontium.

Les cristaux représentés sur la figure 46 sont

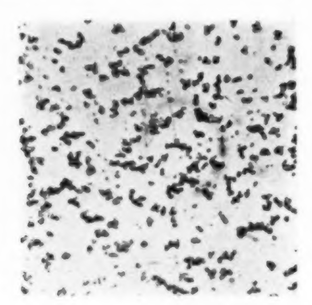


Fig. 46. — Cristaux de carbonates VJA 10. × 400.

cette fois très différents, petits et presque équiaxiaux.

Les cinq mélanges dont on dispose maintenant constituent un jeu de cristallisations qui couvrent largement le domaine des carbonates pour cathodes; il ne reste qu'à comparer au mieux leurs émissions malgré leurs différences d'aspect.

On a monté pour cela des doubles diodes opposant les quatre nouveaux à V J 19, puis d'autres les opposant deux à deux et en procédant tant par mesures directes que par échelons et avec recoupements on est arrivé à des valeurs cohérentes dont la moyenne est donnée dans le Tableau V ci-dessous, l'émission de V J 19 étant prise pour unité.

Il est entendu que dans tout ce qui suit, l'émission est caractérisée par le courant anodique de la diode mesurée après le dernier essai de durée conformément aux normes d'essai.

Tableau V.

	Émission.	Puissance.
V J A 19	0,80	1
V K A 19	0,85	1
V K A^2 19	0,85	1
V J A 10	0,55	0,94

La seconde colonne donne la puissance électrique qu'il faut appliquer à chaque cathode pour faire prendre à la couche d'oxydes une température apparente de 700°; la puissance nécessaire dans le cas de V J 19 étant prise pour unité.

Étude de carbonates d'usage courant. — A chaque fois que cela nous a été possible, nous avons utilisé des carbonates tout préparés, les autres ont été fabriqués par nos soins à partir des méthodes fournies par les utilisateurs.

Avant de passer à leur examen individuel, il est utile de fixer une terminologie pour clarifier l'exposé; chaque mélange de carbonates sera désigné par un groupe de lettres suivi d'un groupe de chiffres conformément aux conventions suivantes :

La première lettre renseigne sur l'origine du mélange : par exemple V pour ceux préparés par nous suivant nos méthodes propres.

La seconde lettre renseigne sur la méthode employée, par exemple J précipitation par CO_3Na_2 conduite pour donner de gros cristaux.

Les lettres suivantes rappellent éventuellement un détail de fabrication ou une indication d'origine, par exemple la lettre A seule signifie que les concentrations de toutes les solutions sont doublées.

Enfin *un groupe de chiffres* désigne éventuellement la proportion des alcalinoterreux composant le mélange, par exemple 19 caractérise 1 atome de Ba pour 1,18 de Sr et 0,24 de Ca.

Les carbonates que nous venons d'étudier, préparés par nos soins suivant nos méthodes propres, correspondent évidemment à cette terminologie; voici maintenant ceux qui nous restent à étudier avec le résumé de ce qu'on en sait :

E X GA	Mélange français du commerce;
E X SF	Mélange français préparé spécialement pour lampes de T. S. F.;
E X MR	Mélange britannique préparé spécialement pour lampes de réception;
E X ME	Mélange britannique préparé spécialement pour lampes d'émission;
M K' P	Mélange hollandais;
M J' U	Mélange américain;
MK' LRA M K' LRB MK' LRC	Mélanges préparés suivant méthodes allemandes;

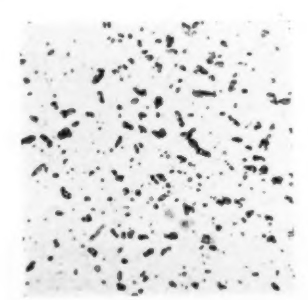


Fig. 47. — Cristaux de carbonates EXGA. × 400.

Les microphotographies de ces neuf spécimens

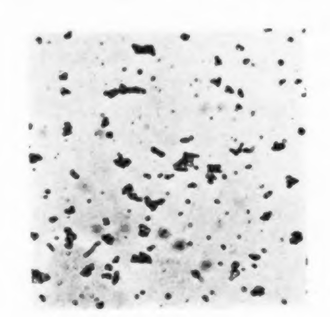


Fig. 48. — Cristaux de carbonates EXSF. × 400.

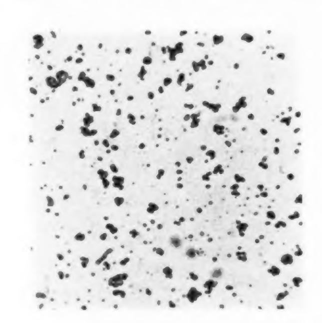


Fig. 49. — Cristaux de carbonates EXMR. × 400.

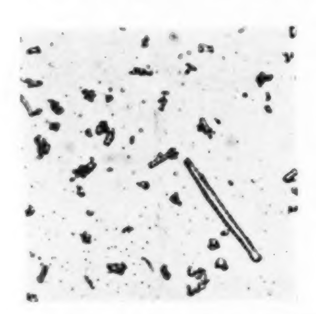


Fig. 50. — Cristaux de carbonates EXME. × 400.

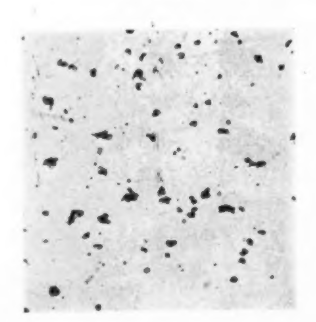


Fig. 51. — Cristaux de carbonates MK'P. × 400.

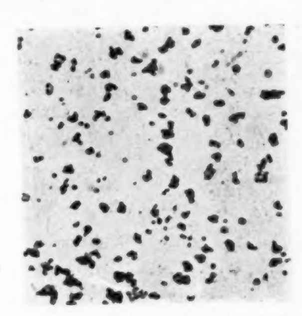


Fig. 52. — Cristaux de carbonates MJ'U. × 400.

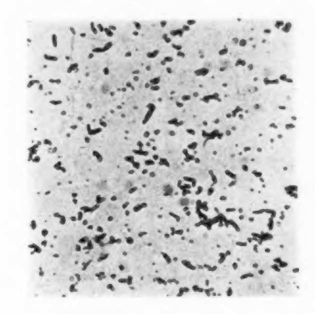


Fig. 53. — Cristaux de carbonates MK'LRA. × 400.

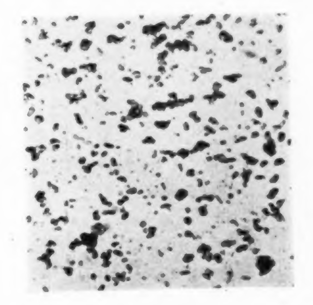


Fig. 54. — Cristaux de carbonates MK'LRB. × 400.

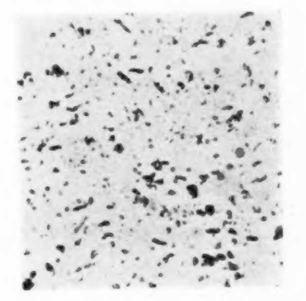


Fig. 55. — Cristaux de carbonates MK'LRC. × 400.

sont visibles sur les figures 47, 48, 49, 50, 51, 52 53, 54 et 55.

Chacun d'eux a pu être facilement comparé à l'un de nos mélanges servant de référence secondaire, ce qui a permis d'évaluer leur émission par rapport à notre référence de base; on trouvera les résultats dans le Tableau VI avec les mêmes conventions que pour le précédent.

TABLEAU VI.

	Émission.	Puissance.
E X GA	0,52	0,97
E X SF	0,50	0,97
E X MR	0,55	1
E X ME	0,60	–
M K' P	0,40	0,94
M J' U	0,40	0,94
M K' LRA	0,35	–
M K' LRB	0,35	–
M K' LRC	0,35	–

On voit que les carbonates les plus émissifs sont en général ceux cristallisés en longues aiguilles, mais la qualité intrinsèque de la cristallisation a aussi une influence. Le E X MR par exemple a une émission meilleure que ne l'indiquerait la taille de ses grains parce qu'il est particulièrement bien cristallisé; le E X GA au contraire devrait avoir une émission plus voisine de V J A 19 que de V J A 10, il contient probablement une impureté.

La comparaison avec le tableau précédent montre encore que les carbonates préparés suivant nos méthodes propres sont d'une qualité bien plus élevée en moyenne que les autres, en particulier nous n'avons jamais trouvé de mélange qui puisse soutenir la comparaison avec V J 19. Il est vrai que la puissance nécessaire pour les mettre à la bonne température est un peu plus élevée que pour les autres, particularité qui semble d'ailleurs due à la grosseur des cristaux, mais même à puissance égale, ils conservent encore une large supériorité.

Étude de l'influence de la composition.

Nous nous proposons, à partir de méthodes de préparation données, de faire varier systématiquement les proportions relatives des métaux constituants. Avec la terminologie adoptée, une série sera donc définie par un groupe de lettres constant suivi de chiffres différents pour chaque terme.

Notre étude sera conduite de la façon suivante : nous commencerons par comparer de proche en proche chaque terme à son voisin, puis nous prendrons le plus émissif comme référence de série; on le comparera alors à tous les autres, ce qui permettra d'exprimer chaque émission en fonction de la sienne prise pour unité, et de tracer une courbe en fonction des compositions; enfin pour avoir une idée de l'évolution possible avec le temps, on relèvera systématiquement deux mesures d'émission, l'une après le premier essai de durée (courbe en pointillé); l'autre comme de coutume après le troisième et dernier essai de durée (courbe en trait plein).

Nous commencerons par étudier des carbonates doubles pour ne pas être embarrassés de trop de variables au départ, bien qu'un travail analogue ait déjà été fait par Benjamin et son école; les procédés d'étude de cet auteur étaient en effet si différents des nôtres (mesures en statique) qu'il était indispensable de recommencer avec nos méthodes.

Série V K A *carbonates doubles précipités par* CO_3Am_2. — La méthode de précipitation est du type dont on a déjà donné un exemple (V K A 19). La règle à suivre pour obtenir chaque terme est simplement de respecter les nouvelles proportions atomiques indiquées dans le Tableau VII ci-dessous :

TABLEAU VII.

Carbonate.	Proportion % en atomes. Ba.	Sr.	Baryum/Strontium.
V K A 7	20	80	1/4
V K A 8	26	74	$1/2\sqrt{2}$
V K A 9	34	66	1/2
V K A 10	41	59	$1/\sqrt{2}$
V K A 11	50	50	1
V K A 12	59	41	$\sqrt{2}$
V K A 13	66	34	2

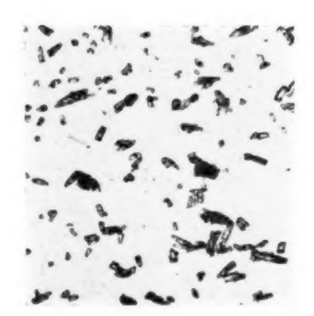


Fig. 56. — Cristaux de carbonates VKA 7. × 400.

On trouvera sur les figures 56, 57, 58 et 59 les microphotographies correspondant aux différents termes.

Les différences d'aspect sont assez faibles pour que l'un d'eux étant pris pour référence, les erreurs sur les températures ne soient pas très importantes.

La première chaîne de comparaisons ayant indiqué V K A 9 comme le plus émissif, on l'a adopté comme référence de série et construit les nouvelles doubles diodes nécessaires; leur étude a conduit aux courbes représentées sur la figure 60.

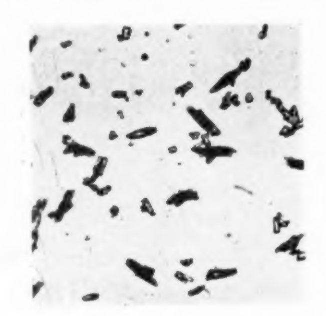


Fig. 57. — Cristaux de carbonates VKA 8. ×400.

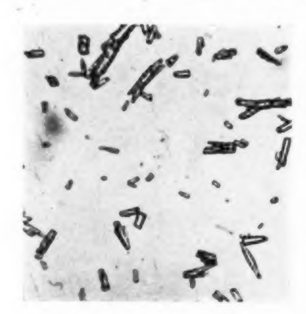


Fig. 58. — Cristaux de carbonates VKA 9 à 12. × 400.

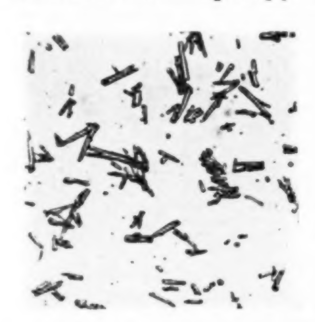


Fig. 59. — Cristaux de carbonates VKA 13. × 400.

La concordance de tous les résultats a été très satisfaisante (chaque mesure correspond à la moyenne donnée par plusieurs doubles diodes et on ne la retient que si la concordance est bonne) et l'on peut en tirer les conclusions suivantes : d'abord confirmation des résultats obtenus par les chercheurs qui nous ont précédés; il existe un maximum très aplati pour une teneur en baryum plus faible qu'en strontium, mais avec décroissance plus rapide du côté des faibles teneurs en baryum. On observe en outre qu'après vieillissement, la courbe se décale vers les fortes teneurs en baryum, ce qui veut dire qu'un terme riche en Ba inférieur à V K A 9 à l'origine peut arriver avec le temps à le rattraper ou même à le dépasser, ce qui n'implique d'ailleurs pas forcément que la valeur absolue de son émission s'accroisse. Il n'en reste pas moins que pour des usages aux longues durées, on aura avantage à partir de carbonates systématiquement riches en baryum sous réserve de caractéristiques suffisantes au départ.

Il est probable que l'effet observé est dû au

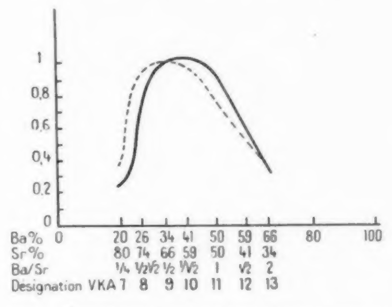


Fig. 60. — Émission électronique de carbonates doubles en fonction des proportions de baryum et de strontium, série VKA.

caractère volatil du baryum plus prononcé que pour le strontium.

Série V J *carbonates doubles précipités* par CO_3Na_2. — La méthode de précipitation type est ici V J 19, les nouvelles proportions atomiques sont indiquées dans le Tableau VIII.

TABLEAU VIII.

Carbonate.	Proportion % en atomes. Ba.	Sr.	$\frac{\text{Baryum}}{\text{Strontium}}$.
V J 7	20	80	1/4
V J 8	26	74	$1/2\sqrt{2}$
V J 9	34	66	1/2
V J 10	41	59	$1/\sqrt{2}$
V J 11	50	50	1
V J 12	59	41	$\sqrt{2}$
V J 13	66	34	2

On trouvera sur les figures 61, 62 et 63 les microphotographies correspondant aux différents termes.

Les différences d'aspect sont encore assez faibles pour que l'un d'eux puisse être choisi pour référence sans gros risque d'erreur sur les températures.

La première chaîne de comparaisons a ici encore indiqué le terme 9 comme le plus émissif, il a donc été pris comme référence de série, mais les résultats de la nouvelle étude n'ont pas été assez concordants après la première durée pour permettre le tracé sûr de la courbe en pointillé; au contraire tout était

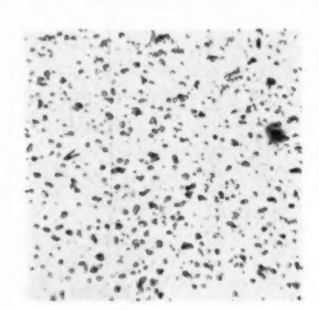


Fig. 61. — Cristaux de carbonates VJ 7 et 8. × 400.

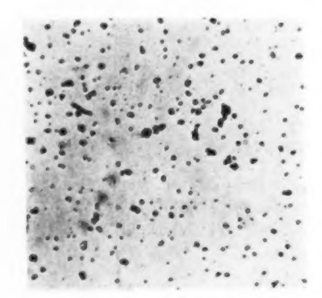


Fig. 62. — Cristaux de carbonates VJ 9 et 10. × 400.

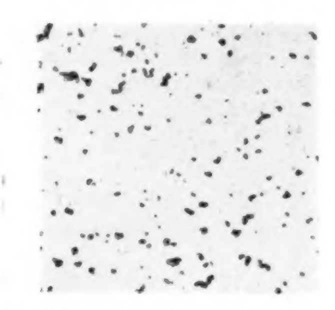


Fig. 63. — Cristaux de carbonates VJ 11 à 13. × 400.

devenu bien stable après la dernière et la courbe en trait plein représentée sur la figure 64 a été obtenue avec une précision suffisante.

Elle est assez analogue à la précédente avec des formes pour ainsi dire plus accusées; il faut toutefois se méfier un peu des émissions presque nulles des deux premiers termes, les conditions d'expériences n'ayant pu être contrôlées avec une rigueur suffisante dans ces deux cas.

Quoi qu'il en soit, les deux courbes sont assez différentes pour montrer que le choix de l'agent précipitant a une influence réelle sur les propriétés émissives du produit.

Série V J A *carbonates triples précipités par* CO_3Na_2. — Forts des résultats précédents, nous pouvons maintenant nous attaquer à l'influence de la teneur en calcium dans un carbonate triple; en effet, nous savons que la proportion optima Ba-Sr pour un carbonate double est donnée par le terme 9, mais pour tenir compte de l'influence du vieillissement, on sait qu'il vaut mieux prendre un terme un peu plus riche en baryum, on a choisi le terme 10.

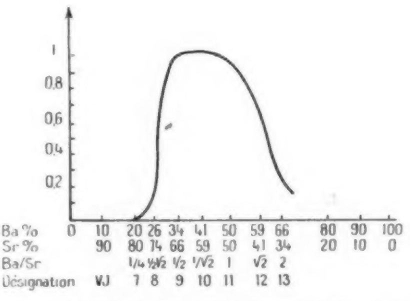


Fig. 64. — Émission électronique de carbonates doubles en fonction des proportions de baryum et de strontium, série VJ.

Pour constituer la série, on gardera une proportion constante de baryum et l'on remplacera des proportions croissantes de strontium par du calcium conformément au Tableau IX et dérivant cette fois la préparation de chaque terme de la méthode type V J A 19.

TABLEAU IX.

	Atomes.			(Ca + Sr %).	
	Ba.	Sr.	Ca.	Ca.	Sr.
V J A 10........	1	1,42	0	0	100
V J A 16........	1	1,39	0,03	2,8	97,2
V J A 17........	1	1,35	0,07	4,8	95,2
V J A 18........	1	1,28	0,14	10	90
V J A 19........	1	1,18	0,24	17	83
V J A 20........	1	1,06	0,36	25	75
V J A 21........	1	0,94	0,48	34	66
V J A 22........	1	0,71	0,71	50	50
V J A 23........	1	0,48	0,94	66	34
V J A 24........	1	0	1,42	100	0

On verra sur les figures 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73 et 74, les microphotographies correspondant à chaque terme. Ici, les termes extrêmes sont équiaxiaux, mais entre eux, on passe par toutes

les longueurs d'aiguilles, les comparaisons seront donc fatalement moins rigoureuses que les précé-

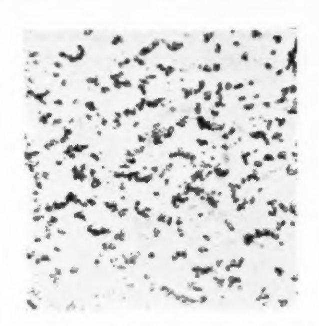


Fig. 65. — Cristaux de carbonates VJA 10. × 400.

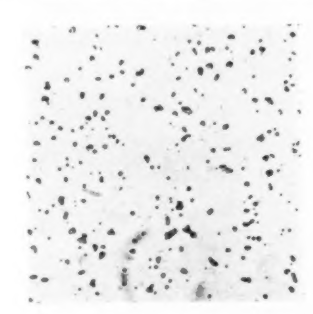


Fig. 66. — Cristaux de carbonates VJA 16. × 400.

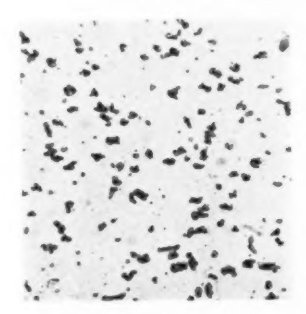


Fig. 67. — Cristaux de carbonates VJA 17. × 400.

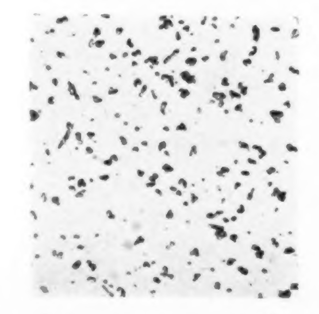


Fig. 68. — Cristaux de carbonates VJA 18. × 400.

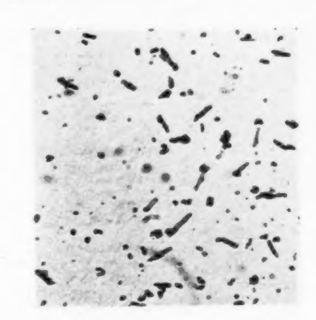


Fig. 69. — Cristaux de carbonates VJA 19. × 400.

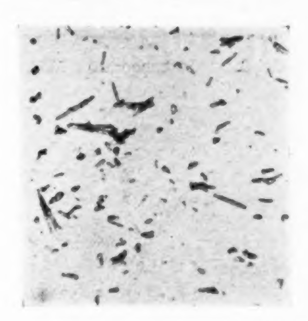


Fig. 70. — Cristaux de carbonates VJA 20. × 400.

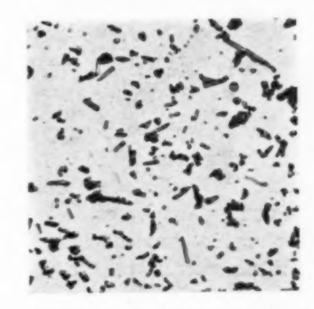


Fig. 71. — Cristaux de carbonates VJA 21. × 400.

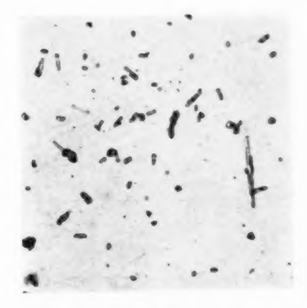


Fig. 72. — Cristaux de carbonates VJA 22. × 400.

dentes, on les fera cependant faute de mieux de la même façon.

La première chaîne de comparaisons a indiqué V J A 19 comme référence et l'on a repris comme

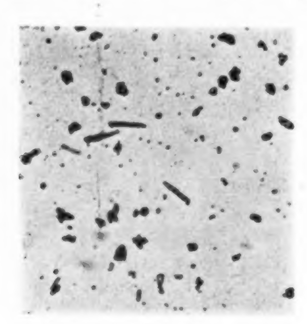


Fig. 73. — Cristaux de carbonates VJA 23. × 400.

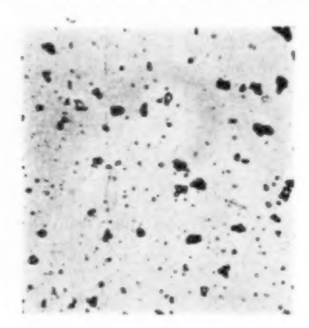


Fig. 74. — Cristaux de carbonates VJA 24. × 400.

toujours les comparaisons par rapport à lui. La concordance des résultats a été très satisfaisante et l'on a pu construire les deux courbes avec beaucoup de précision, comme dans le cas de la série V K A; elles sont représentées sur la figure 75. On voit qu'après vieillissement, la courbe se décale vers les fortes teneurs en calcium.

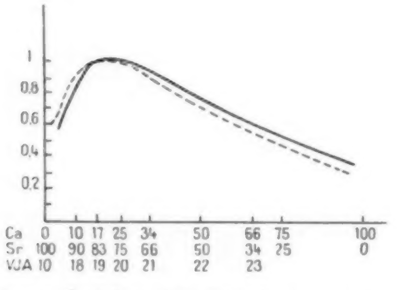


Fig. 75. — Émission électronique de carbonates triples en fonction de la teneur en calcium, série VJA 10.

Quand on recherchera de longues durées, il y aura donc intérêt à choisir, d'une part, une teneur élevée en baryum (éventuellement partir d'un terme plus élevé même que 10), d'autre part, choisir un terme à aussi forte teneur en calcium que le permettront les propriétés initiales requises.

Influence de la précipitation et de la grosseur de grain.

La supériorité des V J 19 sur les V K A 19 et de ceux-ci sur les V J A 19 montre l'influence générale des réactifs de précipitation et des concentrations, tandis que l'équivalence de V K A 19 et de V K A² 19 donne à penser qu'on peut cependant dans certains cas faire l'économie de préparations en milieu très dilué. Des possibilités de perfectionnement existent donc tant du côté de l'efficacité que de la facilité d'application des méthodes.

D'autre part, il semble bien qu'en général, les carbonates les plus émissifs se présentent sous forme de gros cristaux, mais il reste à voir si la grosseur des grains possède une heureuse influence intrinsèque.

Étude de nouvelles conditions de précipitation. — Recherchant des solutions pratiques, nous nous limiterons aux carbonates triples et ferons toutes nos expériences sur les termes 19 (1 Ba, 1,18 Sr et 0,24 Ca).

a. Nous savons déjà que pour passer de V J 19 à V J A 19, on double simplement les concentrations des solutions de nitrates et de carbonate de sodium; il en résulte une diminution de longueur des aiguilles et une chute d'émissivité;

b. Les V K A 19 proviennent de solutions de même concentration que les V J A, mais l'agent précipitant est différent (carbonate d'ammonium et ammoniaque au lieu de carbonate de sodium); on obtient alors des cristaux volumineux en forme d'aiguilles trapues et souvent fourchues ou mâclées dont l'émissivité est un peu supérieure à celle de V J A 19 sans rattraper V J 19;

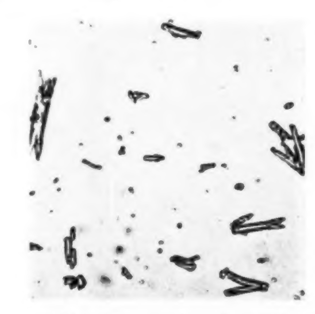


Fig. 76. — Cristaux de carbonates VKA²19. × 400.

c. On a alors essayé une préparation V K A² 19 en doublant encore toutes les concentrations, on

obtient des cristaux plus courts et très mâclés (comme on peut le voir sur la figure 76) dont l'émissivité est très analogue à celle des V K A;

d. Nous avons encore essayé d'exalter l'émission

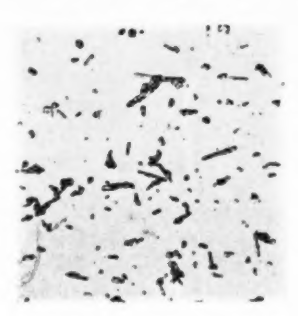


Fig. 77. — Cristaux de carbonates VJAH 19. × 400.

des V J A sans abandonner l'avantage d'une concentration double en augmentant encore la température de précipitation. Les carbonates V J A H 19 ainsi obtenus et représentés sur la figure 77 sont légèrement plus gros et mieux cristallisés que les V J A 19, mais le gain d'émissivité n'est pas appréciable.

Tous les résultats obtenus jusqu'ici inclinent à faire croire que, toutes choses égales d'ailleurs, la précipitation par l'ammoniaque et le carbonate d'ammonium conduit à des cristaux plus gros que la précipitation par le carbonate de sodium; ce dernier réactif ne donne d'aiguilles qu'en solution très diluée et en présence de calcium, mais alors la

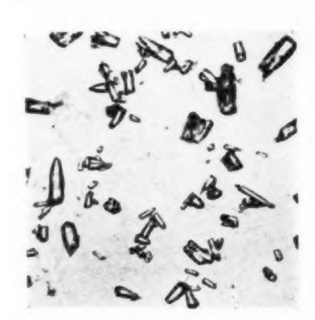


Fig. 78. — Cristaux de carbonates VLA 19. × 400.

cristallisation est meilleure que dans tous les autres cas. Cette remarque nous a suggéré d'essayer des précipitations par les ions sodium et ammonium combinés;

e. On a commencé par une précipitation V L A 19 dans laquelle la solution de nitrates est celle des V J A 19 et des V K A 19, la solution précipitante étant formée par un mélange d'une moitié des solutions précipitantes de chacun.

Les cristaux obtenus représentés sur la figure 78 sont coniques, peu allongés, mais extrêmement volumineux.

Leur émissivité finale est voisine de celle des V J 19 et, ce qui les rend encore plus intéressants, elle n'a cessé de croître avec la durée; des essais de plus longue haleine seront donc à faire sur cette série dans la suite;

f. Ayant obtenu des cristaux énormes, on a pensé pouvoir doubler encore les concentrations, mais les cristaux V L A² 19 ainsi obtenus sont, comme on le voit sur la figure 79, surtout moins bien cristallisés. Leur émission est, à l'origine, de l'ordre de celle de V L A 19, mais sa montée en durée est moins nette.

Restait à varier les proportions ammonium-sodium dans les solutions précipitantes. Trois essais ont été

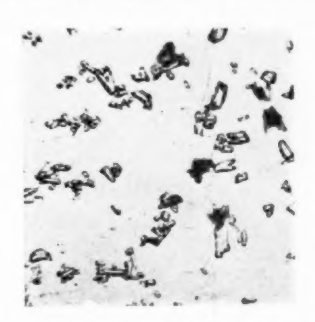


Fig. 79. — Cristaux de carbonates VLA²19. × 400.

faits dans lesquels la solution de nitrates était toujours la même que pour V L A 19, mais avec les solutions précipitantes ci-dessous :

g. V M A 19. — 2/3 solution V K A (Am); 1/3 solution V J A (Na);

h. V N A 19. — 1/3 solution V K A (Am); 2/3 solution V J A (Na);

i. V O A 19. — 1/4 solution V K A (Am); 3/4 solution V J A (Na).

Les microphotographies de chacun d'eux (*fig.* 80, 81 et 82) montrent des différences assez sensibles d'aspect, mais leur émissivité reste toujours plus éloignée de V J 19 que celle de V L A 19 décidément plus intéressant.

Avant d'en finir avec les mélanges d'ions précipitants, nous avons essayé d'une addition pure et simple d'ammoniaque à une solution de carbonate de sodium, ce qui nous a conduits à :

j. V P A 19 identique à V J A 19, à ceci près

que la solution précipitante est additionnée de 320 cm^3 d'ammoniaque à 22° Bé.

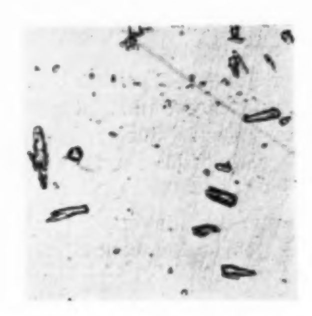


Fig. 80. — Cristaux de carbonates VMA 19. × 400.

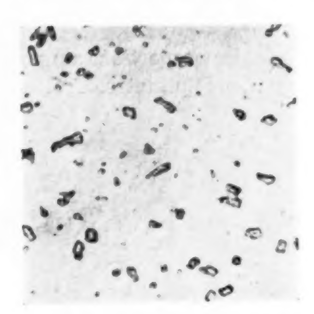


Fig. 81. — Cristaux de carbonates VNA 19. × 400.

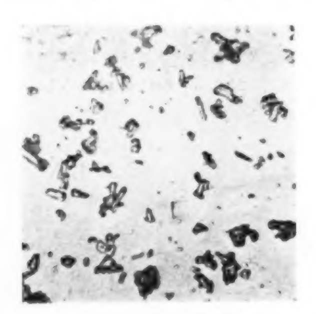


Fig. 82. — Cristaux de carbonates VOA 19. × 400.

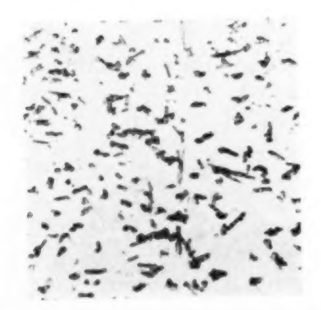


Fig. 83. — Cristaux de carbonates VPA 19. × 400.

Comme le montre la figure 83, l'aspect rappelle beaucoup celui de V J A 19, l'émission est équivalente, mais après avoir été bien plus basse avant les essais de durée.

Ce mélange a donc des caractéristiques qui rappellent celles du V L A 19 et présente quoiqu'à un degré moindre un intérêt certain.

Étude de l'influence de la grosseur des cristaux. — Pour éliminer toute influence de la composition, il fallait comparer un mélange brut à un mélange dont on ait retiré par exemple les grains les plus fins.

Les essais ont porté sur V J A 10 (équiaxiaux) et V K A 10 (aiguilles); on a toujours opposé une cathode recouverte du mélange brut à une autre recouverte du mélange obtenu à partir des grains les plus gros triés par sédimentation.

Les différences furent très faibles et en sens inverse dans les deux cas (supériorité des gros grains dans le cas des V J A 10 équiaxiaux). Il ne s'agit d'ailleurs que d'un sondage rapide, et des essais sur une plus grande échelle vaudraient certainement la peine d'être entrepris.

Influence des traitements physico-chimiques des carbonates.

Cette étude est symétrique de celle de l'oxydation et de la contamination des métaux supports.

Nous avons cherché, d'une part, à agir physiquement sur les carbonates avant badigeonnage par une cuisson prolongée dans l'anhydride carbonique, d'autre part, nous avons soumis avant montage des filaments recouverts à l'action d'ions réputés nuisibles en solution dans l'eau, soit en les trempant dans la solution contaminatrice, soit en la pulvérisant sur eux au moyen d'un pistolet.

Cuisson des carbonates. — L'idée de cette étude a pris naissance dans l'observation que les carbonates les mieux cristallisés avaient une émission supérieure. On a pensé que si la cristallisation macroscopique jouait un tel rôle, la qualité intrinsèque de la cristallisation interne pouvait avoir aussi une influence. On a donc cherché le traitement thermique le plus convenable pour améliorer cette cristallisation en utilisant l'analyse radiocristallographique.

L'expérience a montré que le traitement le plus efficace était une cuisson prolongée en atmosphère d'anhydride carbonique, l'efficacité étant maxima dans le cas de carbonates précipités par l'ion Na.

On retrouve alors dans le four une masse prise en blocs qu'il faut rebroyer pour l'utiliser de nouveau.

Au point de vue des propriétés émissives, le

traitement correspond à une égalisation, l'émission des plus mauvais se trouvant exaltée, celle des meilleurs franchement diminuée; il ne semble finalement pas susceptible de grandes applications pratiques du moins dans le domaine de la haute qualité.

Contamination des revêtements. — On a commencé par étudier l'influence de l'eau, l'humidité étant réputée être un ennemi redoutable des lampes à oxydes en cours de fabrication.

On procéda par trempé direct et après fixation; suivant notre règle générale, un filament *mouillé* fut opposé à un filament *sec* dans la même double diode. Dans tous les cas, l'émission de la couche témoin fut parfaitement normale, celle des couches contaminées se groupant avec une précision satisfaisante autour de 90 %.

On a ensuite substitué à l'eau pure des solutions à 1 et 5 % de chlorure de baryum, l'émission a été réduite, *dans les deux cas* à 82 % par rapport à la cathode non contaminée.

Un nouvel essai a été fait avec du nitrate de baryum exactement dans les mêmes conditions et l'émission a été réduite à 87 %.

Enfin, les ions sulfurique et sodium ont été essayés à leur tour mais en employant la contamination au pistolet et non le trempé. Le procédé s'est révélé moins constant que le précédent, tout ce qu'on peut dire est que ces deux ions sont nuisibles, que leur action est du même ordre de grandeur et probablement supérieure à celle de l'eau et des ions chlore et nitrique.

La conclusion finale se rapproche de celle de l'étude correspondante sur les supports, à savoir que si les contaminations sont à éviter, celles que nous avons pu étudier jusqu'ici n'abaissent l'émission que dans des proportions qui ne dépassent guère les variations possibles de qualité d'une cathode à l'autre en dehors de toute contamination.

Les recherches dont nous venons de rendre compte ont été faites dans les laboratoires de la Compagnie générale de T. S. F., une partie sur contrats de l'Administration des P. T. T. (S.R.C.T.) accordés au titre de marchés d'étude visant à la réalisation de tubes de très longue durée destinés à équiper des amplificateurs immergés pour câbles sous-marins téléphoniques.

OUVRAGES CITÉS.

1. PATAI et FRANCK, *Zeitschrift für technische Physik*, n° 9, 1935).
2. R. L. SPROULL, *Phys. Rev.*, t. 67, n°s 5 et 6, 1945.
3. PATAI et FRANCK, *Zeitschrift für technische Physik*, n° 9, 1935.
4. CHAMPEIX, *C. R. Acad. Sc.*, t. 220, 1945, p. 736-738; *Ann. de Radio.*, t. I, n° 3, janv. 1946, p. 208 à 235.

BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE.

P. L. REIMANN et L. R. B. TRÉLOAR, *Émission thermo-ionique et conductibilité électrique des cathodes à oxydes* (*Phil. Mag.*, t. 12, 1931, p. 1073).

M. BENJAMIN et H. P. ROOKSBY, *Émission des cathodes à oxydes* (*Phil. Mag.*, t. 15, 1933, p. 810 et t. 16, 1933, p. 519).

A. J. MADDOCK, *Équilibre d'émission et variation d'activité des cathodes à oxydes* (*Phil. Mag.*, t. 19, 1935, p. 422).

M. BENJAMIN, *Influence des impuretés du support métallique sur l'émission thermo-ionique des cathodes de nickel recouvertes d'oxydes* (*Phil. Mag.*, t. 20, 1935, p. 1).

HEINZE et WAGENER, *Les processus d'activation des cathodes à oxydes* (*Zs. f. techn. Phys.*, t. 12, 1936, p. 645).

M. BENJAMIN, R. J. HUCK et R. O. JENKINS, *Cathodes recouvertes d'oxydes. Grandeur des particules d'oxydes et émission* (*Proc. Phys. Soc.*, t. 50, 1938, p. 345).

M. BENJAMIN et R. O. JENKINS, *La migration en surface du baryum* (*Phil. Mag.*, t. 26, 1938, p. 1049).

HEINZE et WAGENER, *Les causes de l'établissement des centres d'émission à la surface des cathodes à oxydes* (*Zs. f. Techn. Phys.*, t. I, 1939, p. 17).

HUBER et WAGENER, *Étude de cathodes à oxydes au moyen de rayons X et d'électrons* (*Zs. f. Techn. Phys.*, t. 23, 1942, p. 1).

A. EISENSTEIN, *Étude de cathodes à oxydes par diffraction de rayons X* (*J. App. Phys.*, t. 17, 1946, p. 434 et 654).

E. A. COOMES, *Propriété des cathodes à oxydes en régime d'impulsions* (*J. App. Phys.*, t. 17, 1946, p. 647).

A. FINEMAN et A. EISENSTEIN, *Étude de l'intersurface des cathodes à oxydes* (*J. App. Phys.*, t. 17, 1946, p. 663).

R. CHAMPEIX, *Variations périodiques du courant de saturation des cathodes à oxyde* (*C. R. Acad. Sc.*, séance du 5 août 1946); *Sur des variations périodiques, en fonction du temps, du courant anodique de tubes à vide utilisant des cathodes à oxydes* (*C. R. Acad. Sc.*, séance du 13 novembre 1946).

SUR LE RENDEMENT DU TUBE A PROPAGATION D'ONDE.

PAR O. DŒHLER ET W. KLEEN,

Département « Électronique » du Centre de Recherches de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Les auteurs donnent des relations pour le rendement électronique, le rendement de circuit et le rendement global du tube à propagation d'onde. Le calcul est basé partiellement sur une étude antérieure parue dans le numéro d'avril* 1948 *des* Annales de Radioélectricité. *Les résultats obtenus par différentes méthodes concordent bien.*

I. Introduction.

Dans un article précédent [1] les auteurs ont procédé à des évaluations du rendement du tube à propagation d'onde (T. P. O.). Celles-ci étaient basées :

a. Sur des considérations énergétiques dans l'hypothèse qu'à l'extrémité de la ligne à retard les électrons ont cédé à l'onde amplifiée toute l'énergie correspondant à l'excédent de leur vitesse par rapport à celle de l'onde (*voir* le paragraphe IV dans [1]). Cette évaluation donne cependant une valeur trop élevée pour le rendement puisqu'une partie de la puissance, provenant du freinage des électrons est cédée aux harmoniques. D'autre part, cette évaluation peut se justifier du fait qu'en général, le couplage entre le faisceau et l'onde est très lâche pour les harmoniques, et, par suite, la puissance cédée à celles-ci sera, normalement, faible.

b. Sur un calcul qui tient compte des phénomènes non linéaires dans le T. P. O. jusqu'au terme E^3. Ce calcul montrait que le rendement global du tube est fonction de $\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0}$ (*voir* les notations ci-dessous) et qu'il peut être mis sous la forme (*voir* l'équation (57) dans [1])

$$(1) \qquad \eta_{tot} = \eta_0 + \alpha_3 \left(\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}} \right) \eta_0^2 + \alpha_5 \left(\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}} \right)^2 \eta_0^3 + \ldots$$

avec

$$\alpha_3 = \frac{32}{3^{\frac{3}{2}}} A_3,$$

où η_0 est le rapport entre la puissance utile et la puissance appliquée qui peut être calculé d'après la théorie linéaire.

Les calculs correspondant à (*a*) et (*b*) donnaient le même ordre de grandeur pour le rendement du T. P. O. La présente étude a pour but d'améliorer les résultats de [1] grâce à de meilleures approximations et en particulier de donner des relations générales pour l'influence sur le rendement de l'atténuation nécessaire pour supprimer l'accrochage du tube.

Nous utiliserons ici les mêmes notations que dans [1]

$$\bar{\gamma}_{opt} = \sqrt{3} \left(\frac{1}{32} k_0 \frac{IR}{V_0} \right)^{\frac{1}{3}},$$

$$k_0 = \frac{\omega}{v_0},$$

$$u = \left(1 - \frac{v_0}{v} \right) \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$x = \left(1 - \frac{v_0}{v} \right) \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$y = \frac{\gamma}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$s = \frac{\gamma}{\bar{\gamma}_{opt}} < 0,$$

v_0, vitesse des électrons;
v, vitesse de l'onde libre;
$\bar{v}$, vitesse de l'onde forcée;
ω, pulsation H. F.;
$\bar{\gamma}$, partie réelle de la constante de propagation de l'onde amplifiée;
γ, atténuation de l'onde libre;
I, courant continu;
V_0, tension continue;
R, impédance de couplage.

En outre nous appellerons :

P_e, puissance totale cédée par le faisceau électronique;
P_c, puissance appliquée;
P_a, puissance consommée par la ligne à retard par suite de l'atténuation de celle-ci;
P_s, puissance utile de sortie.

On a par définition :

$\eta_e = \frac{P_e}{P_c}$, rendement électronique;

$\eta_c = \frac{P_e - P_a}{P_e} = \frac{P_s}{P_s + P_a}$, rendement de circuit;

$\eta_{tot} = \eta_e \eta_c$ rendement global.

Les unités sont toujours V, A, cm, s; R possède la dimension V : A cm².

II. **Le rendement électronique.**

En partant de l'hypothèse formulée en (*a*), nous

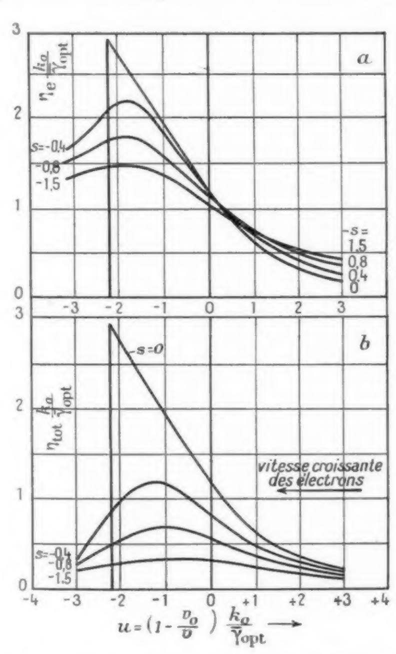


Fig. 1. — Rendement électronique η_e et rendement global η_{tot} d'un T. P. O. à atténuation répartie.

avons trouvé comme limite supérieure du rendement électronique (*voir* l'équation (2) dans [1])

$$\eta_{asympt} = \eta_e = -2\varrho = -2x\frac{\gamma_{opt}}{k_0}. \quad (2)$$

Dans la figure 1 *a* nous avons tracé $\eta_e \frac{k_0}{\gamma_{opt}}$ d'après (2) en fonction de u pour différentes valeurs de l'atténuation normalisée $s < 0$, en nous servant de la figure 2 de l'article [1]. La figure 1 *b*, qui donne $\eta_{tot}\frac{k_0}{\gamma_{opt}}$ sera examinée plus loin (§ IV).

III. **Le rendement de circuit.**

L'influence de l'atténuation sur le rendement exprimée dans [1] par le raisonnement conduisant à l'équation (3) de [1] peut être obtenue par un calcul plus exact. Nous établirons ici des relations pour le rendement de circuit aussi bien dans le cas d'une atténuation répartie que pour un tube à atténuation localisée située sur le parcours de l'onde.

a. Atténuation répartie. — Pour la puissance se propageant le long de la ligne à retard, au point z, on a la valeur

$$P = \frac{E_1^2}{2R}e^{2\bar{\gamma}z},$$

où E_1 est l'amplitude de l'onde amplifiée à l'entrée du tube $z = 0$.

Une certaine puissance

$$dP_a = -2\gamma\frac{E_1^2}{2R}e^{2\bar{\gamma}z}\,dz$$

est transformée en chaleur dans un élément dz par suite de l'atténuation $\gamma < 0$ de la ligne. La puissance consommée par la ligne à retard entre $z = 0$ et $z = L$ est par conséquent

$$P_a = \int_0^L dP_a = -\frac{\gamma}{\bar{\gamma}}\frac{E_1^2}{2R}\left(e^{2\bar{\gamma}L} - 1\right). \quad (3)$$

On a donc, comme

$$P_s = \frac{E_1^2}{2R}e^{2\bar{\gamma}L},$$

pour le rendement de circuit [1]

$$\eta_c = \frac{1}{1+\frac{P_a}{P_s}} = \frac{1}{1+\frac{|\gamma|}{\bar{\gamma}}\left(1-e^{-2\bar{\gamma}L}\right)} \simeq \frac{1}{1+\frac{|s|}{y}}, \quad (4)$$

puisque

$$e^{-2\bar{\gamma}L} \ll 1.$$

[1] En partant de l'équation (2) on peut tenir compte de l'influence de la non linéarité de l'amplification sur η_c. On trouve alors que, dans le domaine où la puissance de sortie croît avec le signal d'entrée, le rendement de circuit est compris entre la valeur donnée par l'équation (4) et

$$\eta_c = \frac{1}{1+1{,}5\frac{|s|}{y}}. \quad (4\,a)$$

Nous négligerons dans le calcul suivant cet effet non linéaire en raison de sa petite importance.

b. Atténuation localisée. — Considérons une ligne à retard qui, entre $z = 0$ et $z = L_1$, possède une atténuation répartie $\gamma < 0$. Entre $z = L_1$ et $z = L_1 + \varepsilon$ se trouve une atténuation localisée avec une adaptation idéale à la ligne et de longueur $\varepsilon \ll L_1$. La valeur de l'atténuation est si élevée que toute la puissance électromagnétique arrivant au point $z = L_1$ est absorbée. Entre $z = L_1 + \varepsilon$ et $z = L_1 + \varepsilon + L_2$ la ligne possède de nouveau l'atténuation répartie $\gamma < 0$.

La puissance consommée par la ligne à retard

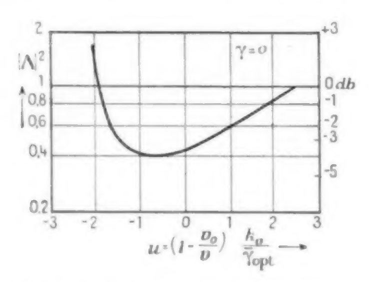


Fig. 2. — $|\Lambda|^2 = f(u)$ déterminant le rapport entre les puissances H. F. à la sortie et à l'entrée d'une atténuation localisées de longueur négligeable.

entre $z = 0$ et l'extrémité de l'atténuation localisée $z = L_1 + \varepsilon$ est

$$(5) \qquad P_{a,1} = \frac{E_1^2}{2R}\left[e^{2\bar{\gamma}L_1} + \frac{|\gamma|}{\bar{\gamma}}\left(e^{2\bar{\gamma}L_1} - 1\right)\right].$$

L'amplitude du champ H. F. à l'entrée de l'atténuation localisée a la valeur

$$E_{a,1} = E_1\, e^{\bar{\gamma}L_1};$$

$E_{a,1}$ est accompagné d'un courant électronique H. F. modulé en vitesse qui, à l'entrée dans la deuxième partie de la ligne à retard, excite le champ H. F. d'une onde amplifiée avec l'amplitude

$$E_{a,2} = E_{a,1}\Lambda = E_1 \Lambda\, e^{\bar{\gamma}L_1}.$$

Pour $\gamma = 0$ la valeur absolue du facteur complexe Λ, calculé dans l'annexe, est représenté figure 2. On obtient pour la puissance utile

$$(6) \qquad P_s = \frac{E_{a,2}^2}{2R}\, e^{2\bar{\gamma}L_2} = \frac{E_1^2}{2R}\,|\Lambda|^2\, e^{2\bar{\gamma}(L_1+L_2)}$$

et pour la puissance consommée dans la deuxième partie de la ligne à retard

$$(7) \qquad P_{a,2} = \frac{E_1^2}{2R}\,|\Lambda|^2\,\frac{|\gamma|}{\bar{\gamma}}\left[e^{2\bar{\gamma}(L_1+L_2)} - e^{2\bar{\gamma}L_1}\right].$$

On a par conséquent

$$(8) \qquad \eta_{ic} = \frac{1}{1 + \dfrac{P_{a,1}}{P_s} + \dfrac{P_{a,2}}{P_s}}$$

$$= \frac{1}{\left\{\begin{aligned}&\left(1 + \frac{|\gamma|}{\bar{\gamma}}\right)\left(1 + \frac{1}{|\Lambda|^2}\, e^{-2\bar{\gamma}L_2}\right)\\ &\quad - \frac{|\gamma|}{\bar{\gamma}}\, e^{-2\bar{\gamma}L_2}\left(1 + \frac{1}{|\Lambda|^2}\, e^{-2\bar{\gamma}L_1}\right)\end{aligned}\right\}}$$

$$\simeq \frac{1}{\left(1 + \dfrac{|\gamma|}{\bar{\gamma}}\right)\left(1 + \dfrac{1}{|\Lambda|^2}\, e^{-2\bar{\gamma}L_2}\right)}$$

en raison de

$$e^{-2\bar{\gamma}L_1} \ll 1, \qquad e^{-2\bar{\gamma}L_2} \ll 1.$$

Pour $\gamma = 0$, l'équation se simplifie à

$$(9) \qquad \eta_{ic} \simeq \frac{1}{1 + \dfrac{1}{|\Lambda|^2}\, e^{-2\bar{\gamma}L_2}}.$$

IV. Le rendement global.

Suivant l'hypothèse que, par suite du freinage toute l'énergie correspondant à l'excédent de vitesse des électrons par rapport à la vitesse de l'onde est transformée en énergie électromagnétique, on obtient, d'après (2) et (4), pour un tube à atténuation répartie

$$(10) \qquad \eta_{tot} = \eta_e \eta_{ic} \simeq -\frac{2x}{1 + \dfrac{|\gamma|}{\bar{\gamma}}}\,\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0} = -\frac{2x}{1 + \dfrac{|s|}{y}}\,\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0},$$

tracé, en fonction de u, dans la figure 1 *b*. Dans un tube à atténuation localisée on a en général $|\gamma| \ll \bar{\gamma}$ et, par conséquent, le rendement global est donné par

$$(11) \qquad \eta_{tot} = \eta_e \eta_{ic} \simeq -\frac{2x}{1 + \dfrac{1}{|\Lambda|^2}\, e^{-2\bar{\gamma}L_2}}\,\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0}.$$

D'autre part, on obtient pour le rendement global, en première approximation (en posant $\alpha_5, \alpha_7, \ldots = 0$), avec la méthode de calcul qui conduisait à l'équation (1),

$$(12) \qquad \eta_{tot} = -\frac{1}{4\alpha_3}\,\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0}$$

ou en comparant avec l'équation (57) de [1]

$$(12\,a) \qquad \eta_{tot} = -\frac{3^{\frac{3}{2}}}{128\, A_3}\,\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0} = -\frac{4\cdot 10^{-2}}{A_3}\,\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0}$$

justifiée seulement pour $A_3 < 0$, c'est-à-dire si le gain décroît quand la puissance d'entrée croît.

A_3, et par conséquent, η_{ltot} est une fonction de u, c'est-à-dire de la vitesse des électrons.

Ce calcul tient automatiquement compte de l'atténuation de l'hélice, A_3 étant fonction de celle-ci. Dans le calcul de A_3 nous avons négligé dans l'équation (14 a) de [1] le terme contenant le facteur N. Ceci n'est pas justifié, car le terme $N e^{2\bar{\gamma}_0 z - j\Phi}$ représente également une onde se déplaçant dans la direction du faisceau électronique en raison de

$$\mathcal{R}(N e^{-j\Phi}) = \mathcal{R}(N^* e^{j\Phi})$$

(où $\mathcal{R}$ signifie : partie réelle de ..., et N^* partie conjuguée de N).

En tenant compte de ce terme les résultats de [1] sont légèrement modifiés. On a, au lieu de (49) et (50) dans [1]

$$(13)\qquad \Theta_1 = \frac{b}{8y^2}[a - c(1 + 3ay^2)] + \frac{a^2 + b^2}{4}\left[\frac{b}{4} + d\left(1 + \frac{1}{4}\frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}\right)\right],$$

$$(14)\qquad \Theta_2 = -\frac{b}{8y^2}[b - d(1 + 3ay^2)] + \frac{a^2 + b^2}{4}\left[\frac{a}{4} + c\left(1 + \frac{1}{4}\frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}\right)\right].$$

On obtient A_3 en portant Θ_1 et Θ_2 dans (47) de [1]. Pour $s = 0$ et $s = -0{,}8$ nous avons calculé $A_3 = f(u)$; le résultat est représenté dans la figure 3. En comparant A_3 pour $s = -0{,}8$ avec

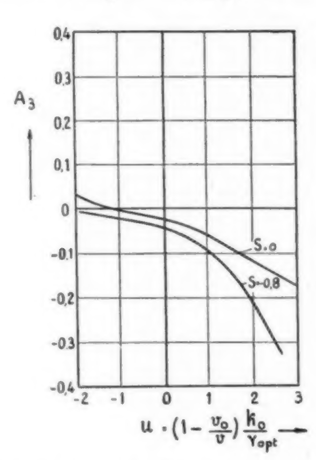


Fig. 3. — $A_3 = f(u)$ pour $s = 0$ et $s = -0{,}8$.

les valeurs indiquées dans la figure 6 de [1], obtenue en posant $N = 0$, on voit que la différence qui en résulte n'est pas sensible.

Dans la figure 4 nous avons comparé η_{ltot} calculé d'abord suivant l'équation (10) (trait continu) et ensuite d'après l'équation (12 a) en introduisant les valeurs numériques pour A_3 données par la figure 3. Pour $u > 0$ (excédent faible de vitesse des

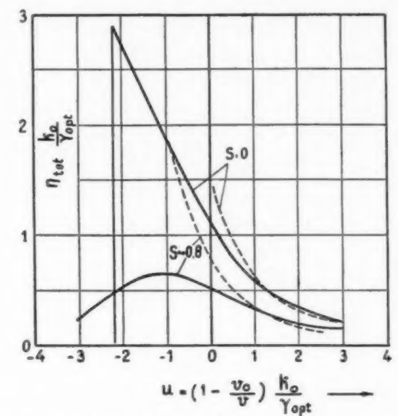


Fig. 4. — Rendement global d'un T. P. O. à atténuation répartie en fonction de u pour $s = 0$ et $s = -0{,}8$. Comparaison des valeurs obtenues par différentes méthodes de calcul.

électrons) la concordance entre les courbes est satisfaisante; nous avons indiqué dans le paragraphe V de [1], pour $u < 0$ (excédent élevé de vitesse des électrons) où A_3 s'approche de la valeur nulle ou devient positif, les raisons physiques des différences existant entre les courbes. Pour $u > 0$ et $s = 0$ les deux méthodes de calcul du rendement donnent pratiquement le même résultat, les différences étant du même ordre que l'erreur commise dans le calcul numérique. Pour $u > 0$, $s = -0{,}8$ les considérations énergétiques donnent un rendement plus élevé. Cela s'explique par $A_5 < 0$, et le rendement calculé avec $A_5 < 0$ serait supérieur à celui calculé avec $A_5 = 0$.

En somme, la concordance entre les différentes méthodes de calcul est telle qu'il paraît justifié de regarder les courbes en trait continu de la figure 4 comme une approximation raisonnable pour le rendement du T. P. O.

V. **Exemple numérique**.

Il est intéressant d'appliquer les résultats obtenus à un exemple numérique pour lequel nous avons choisi les chiffres donnés dans le paragraphe II de [1]. Nous obtenons les courbes de la figure 5 qui montrent le rendement électronique η_{ltot}, le rendement de circuit η_c, le rendement global η_{tot} et la puissance utile P_s. La courbe 1 pour η_{tot} et P_s découle des considérations énergétiques

[équation (10)] tandis que la courbe 2 est obtenue d'après l'équation (12 *a*). Les valeurs des courbes 1 et 2 sont un peu inférieures à celles de la figure 8 dans [1] par suite des modifications de calcul déjà mentionnées. Pour des vitesses élevées des électrons ($u < 0$), le rendement électronique est assez élevé, toutefois la petite valeur du rendement de circuit fait décroître considérablement le rendement

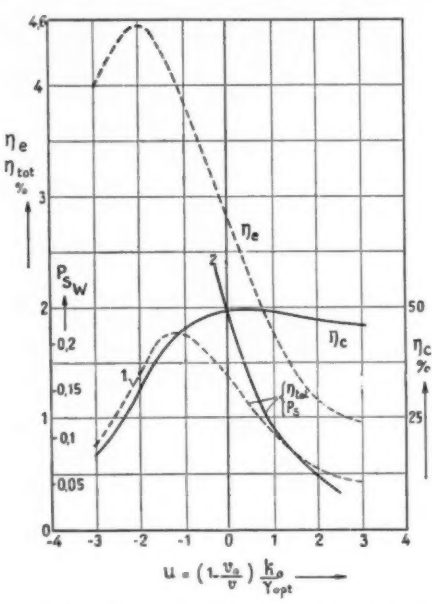


Fig. 5. — Rendement électronique η_e, rendement de circuit η_c, rendement global η_{tot} et puissance utile P_s d'un T. P. O. avec les dates suivantes :

$\bar{\gamma}_{opt} = 0{,}175\ \text{cm}^{-1}$, $k_0 = 7{,}1\ \text{cm}^{-1}$, $I = 7$ mA, $V_0 = 1670$ V.

$\lambda = 11$ cm, $\gamma = -0{,}142\ \text{cm}^{-1}$, $\dfrac{c}{v_0} = 12{,}4$.

Pour η_{tot} et P_s :

Courbe 1 [équation (10)], courbe 2 [équation (12 *a*)].

global. Pour de petites vitesses des électrons ($u > 0$) le rendement de circuit est de l'ordre de 50 %. Le rendement électronique et le rendement total décroissent cependant dans ce domaine quand la vitesse du faisceau décroît, l'excédent d'énergie des électrons, qui, par freinage, peut être transformée en énergie électromagnétique, étant trop faible.

VI. **Conclusions**.

Les figures 1, 4 et 5 nous montrent l'influence considérable d'une atténuation répartie sur le rendement. D'une part, l'atténuation répartie diminue pour $u < 0$ à la fois le rendement électronique et le rendement de circuit. Pour supprimer l'accrochage, il faut introduire une atténuation répartie $|\gamma|$ du même ordre de grandeur que $\bar{\gamma}$ (plus exactement $|\gamma|\, l \gtrsim \bar{\gamma}\, l - 12$ db). Cette condition ne permet pas de conclure que η_c est de l'ordre de 0,5, car elle doit être remplie à l'intérieur de toute la bande d'amplification du tube. Si à la fréquence de fonctionnement le gain est plus faible que pour d'autres fréquences, plus basses par exemple, l'accrochage n'est supprimé pour des longueurs d'onde plus longues que si, à la fréquence de fonctionnement $|\gamma|$ est sensiblement supérieur à $\bar{\gamma}$. Il en résulte $\eta_c < 0{,}5$. Pour des tubes à puissances élevées la suppression de l'accrochage par une atténuation répartie est par conséquent assez désavantageuse par suite du petit rendement de circuit.

En ce qui concerne l'atténuation localisée celle-ci semble d'autant plus favorable que L_2 est plus grand. Toutefois il est impossible d'augmenter L_2 à volonté. Il existe en pratique des limites pour $\bar{\gamma} L_1$ et $\bar{\gamma} L_2$ par suite de l'impossibilité de réaliser une adaptation idéale de l'atténuation localisée à l'intérieur de toute la très large bande d'amplification. Toutefois les limites pratiques semblent être telles que l'atténuation localisée possède l'avantage d'un rendement global plus élevé par rapport à celui d'un tube à atténuation répartie.

ANNEXE.

Calcul de Λ ([2]).

Au point $z = L_1 + \varepsilon$ le courant électronique H. F. excite trois ondes (en ne tenant pas compte de l'effet du champ électrique transversal ou radial, effet qui ne modifie que d'une manière négligeable les conditions initiales, *voir* [2]).

En réalité, l'atténuation localisée est de longueur finie et l'espace entre $z = L_1$ et $z = L_1 + \varepsilon$ agit comme l'espace de glissement d'un tube à modulation de vitesse. Toutefois, étant donné la faible modulation de vitesse, le groupement supplémentaire à l'intérieur de cet espace est négligeable en pratique. A l'intérieur de $L_1 \leq z \leq L_1 + \varepsilon$ le courant électronique et la vitesse des électrons ne varient pas. Ceci permet de déterminer le champ $E_{a,2}$

([2]) D'après G. Mourier.

excité à $z = L_1 + \varepsilon$ de l'onde amplifiée le long de L_2 par les conditions initiales :

$$(15)\quad \begin{cases} \displaystyle\sum_{i=1}^{3} p_i = 0, \\ \displaystyle\sum_{i=1}^{3} \frac{p_i}{y_i + j x_i} = \frac{p_1 e^{\bar{\gamma} L_1}}{y_1 + j x_1}, \\ \displaystyle\sum_{i=1}^{3} \frac{p_i}{(y_i + j x_i)^2} = \frac{p_1 e^{\bar{\gamma} L_1}}{(y_1 + j x_1)^2}, \end{cases}$$

avec

$$p_i = \frac{E_{1,i}}{2 k_0 V_0} \left(\frac{k_0}{\gamma_{\text{opt}}} \right)^2.$$

L'indice $i = 1$ est valable pour l'onde amplifiée. $i = 2$, 3 se rapportant aux deux autres ondes excitées à l'entrée de la deuxième partie de l'hélice, x et y peuvent être tirés de la figure 2 de [1].

On a, d'après ces relations, pour l'amplitude du champ de l'onde qui est excitée à $z = L_1 + \varepsilon$ et amplifiée le long de L_2

$$(16)\quad E_{a,2} = E_1 e^{\bar{\gamma} L_1} \frac{1 - \dfrac{y_1 + j x_1}{y_2 + j x_2} - \dfrac{y_1 + j x_1}{y_3 + j x_3}}{\left(1 - \dfrac{y_1 + j x_1}{y_2 + j x_2}\right)\left(1 - \dfrac{y_1 + j x_1}{y_3 + j x_3}\right)},$$

et donc pour le rapport des champs à la sortie et à l'entrée de l'atténuation

$$(17)\quad \Lambda = \frac{E_{a,2}}{E_{a,1}} = \frac{E_{a,2}}{E_1 e^{\bar{\gamma} L_1}} = \frac{1 - \dfrac{y_1 + j x_1}{y_2 + j x_2} - \dfrac{y_1 + j x_1}{y_3 + j x_3}}{\left(1 - \dfrac{y_1 + j x_1}{y_2 + j x_2}\right)\left(1 - \dfrac{y_1 + j x_1}{y_3 + j x_3}\right)}.$$

Pour $\gamma = 0$, $u = 0$ on a $|\Lambda| = \frac{2}{3} = -3{,}5$ db (voir *fig.* 2).

BIBLIOGRAPHIE.

1. O. Dœhler et W. Kleen, *Phénomènes non linéaires dans les tubes à propagation d'onde* (*Ann. de Radioélectricité*, t. III, n° 12, avril 1948, p. 124-143).

2. O. Dœhler et W. Kleen, *Influence du vecteur électrique transversal dans la ligne à retard du tube à propagation d'onde* (*Ann. de Radioélectricité*, t. IV, n° 15, janvier 1949, p. 76-84).

COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES POUR LE GAIN LINÉAIRE DU TUBE A PROPAGATION D'ONDE AVEC LES VALEURS INDIQUÉES PAR DIVERSES THÉORIES

PAR L. BRÜCK.

Département « Électronique » du Centre de Recherches de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil.

SOMMAIRE. — *Les résultats des mesures du gain linéaire de quelques tubes à propagation d'onde sont donnés en fonction de la vitesse des électrons, ou courant traversant l'hélice et du champ magnétique de focolisation. Les tubes utilisés avaient un diamètre moyen d'hélice de* 3,3 *et* 5,5 mm. *Dans quelques-uns de ces tubes, l'affaiblissement était réparti sur toute l'hélice avec des valeurs comprises entre* 30 *et* 40 db. *Un des tubes présentait un affaiblissement localisé d'une valeur de* 50 db. *Les résultats expérimentaux sont comparés avec les valeurs qu'indiquent diverses théories.*

1. **Introduction.**

Bien que le tube à propagation d'onde (TPO) soit connu depuis plusieurs années déjà, les travaux publiés jusqu'ici ont traité davantage de leur théorie que de leur fonctionnement réel. R. Kompfner [1], [2], J. R. Pierce et L. M. Field [3] et J. S. A. Tomner [4] ont cependant donné quelques résultats expérimentaux. Ce dernier auteur a étudié le gain en fonction de la vitesse des électrons. Toutes ces études restent toutefois limitées à quelques indications et ne donnent pas une idée générale du fonctionnement. R. Wallauschek [5] a publié récemment des résultats expérimentaux plus détaillés résultant d'une étude du gain en fonction du courant continu du faisceau et de la vitesse des électrons. D'autres travaux fournissent une comparaison entre la théorie et l'expérience. Il est à remarquer néanmoins que chaque auteur se réfère à une théorie différente. Ainsi Tomner compare ses résultats avec la théorie de O. E. H. Rydbeck [6], alors que P. Lapostolle [8] a comparé les résultats de Wallauschek avec ceux qu'il a lui-même obtenus par sa propre théorie. Dans l'ensemble de ces publications, on constate que l'application de la théorie donne des résultats suffisants pour expliquer les faits expérimentaux. Les conditions expérimentales n'y sont cependant pas identiques, si bien qu'il est difficile de voir si les différentes théories fournissent des valeurs concordantes ou quelle est celle qui correspond le mieux à l'expérience. Quelques résultats relatifs au gain linéaire de différents tubes à propagation d'onde seront donnés ici; ces résultats seront ensuite comparés avec les valeurs calculées théoriquement. Cette étude permettra de donner une idée de la portée des différentes théories et de leur valeur pratique.

Passons d'abord en revue les théories en présence. Nous trouvons les théories simples se rapportant à un faisceau infiniment mince suivant l'axe de l'hélice [7], [9], [10]. La charge spatiale est négligée [9], [10]. La comparaison de ces résultats avec ceux de l'expérience montre des valeurs trop élevées pour le gain. La deuxième étape est marquée par l'introduction de l'influence de la charge spatiale et de la variation du champ longitudinal à l'intérieur de l'hélice entre l'axe et les spires; on trouve deux points de vue différents. Selon l'un d'eux on tient compte de la charge d'espace en partant de l'équation de Maxwell et en déterminant les champs H. F. [6], [7], [8], [11], [12], [13]. Suivant l'autre méthode, on introduit l'influence de la charge spatiale par approximations successives en partant des champs sans charge d'espace et en calculant les forces répulsives d'après la loi de Coulomb [14].

L'expérience ayant révélé des phénomènes que ces dernières théories ne peuvent expliquer, on a été conduit à tenir compte de l'influence du champ transversal et de l'intensité du champ magnétique de focalisation [15], [16]. Toutefois il est possible

de donner une image cohérente du comportement général des tubes en négligeant ces derniers paramètres.

De toutes ces théories plus ou moins différentes quant au point de départ, nous en avons retenu trois qui nous semblent assez différentes dans l'ensemble; ce sont elles qui seront comparées avec les résultats expérimentaux. La théorie de Dœhler et Kleen, sur laquelle nous nous baserons surtout, a été développée en liaison étroite avec nos expériences. Nous avons choisi par ailleurs les théories de Lapostolle et de Rydbeck; la première donne le gain pour des tubes munis d'une hélice à atténuation répartie et embrasse ainsi le cas le plus général, tel qu'il est traité dans la théorie de Dœhler-Kleen. Rydbeck a donné des formules relativement simples et des abaques, applicables seulement au cas de tubes sans atténuation. On peut cependant trouver les termes tenant compte de l'atténuation dans les travaux précédents [7], [8], [10], [14] et les introduire dans les formules de Rydbeck. La théorie de Lapostolle traite de la façon la plus générale les phénomènes dans le T. P. O. et introduit également, dès le début, la modification du champ intervenant avec la charge d'espace.

2. Les tubes.

Les tubes utilisés au cours des expériences dont il est question ici ne diffèrent pas sensiblement de ceux de Kompfner, Pierce et Field. Le canon électronique est construit suivant les conceptions exposées par H. Huber [17] (1). L'anode et l'hélice sont portées au même potentiel. L'anode est placée dans une capsule reliée directement à l'hélice, destinée à blinder le canon qui pénètre jusqu'au milieu du guide.

Les hélices ont une longueur effective de 275 mm. Dans les tubes qui sont désignés ici par les lettres A, B, C et E, leur diamètre moyen est de 5,5 mm et le pas, de 1,25 mm. Le diamètre du fil est égal à 0,5 mm. Le diamètre de l'hélice du tube D est de 3,3 mm et celui du fil, de 0,3 mm; le pas est de 0,75 mm. Il est ainsi possible d'étudier l'influence du diamètre de l'hélice sur le gain. La tension des hélices est comprise entre 1 300 et 1 400 V pour le gain optimum. Le ralentissement de l'onde libre sur l'hélice est $\frac{c}{v} = 13,8$.

Pour assurer un fonctionnement stable des tubes, il faut introduire dans l'hélice une atténuation suffisamment élevée. Pour le tube A, l'atténuation de l'hélice (à froid) était de 30 db, celle du tube B, de 40 db et enfin pour le tube D, l'atténuation était portée à 46 db. L'atténuation était uniformément répartie le long de l'hélice en utilisant un fil de fer ou de kovar. Le tube C utilisait une hélice de molybdène comportant une atténuation localisée de 50 db. Ces dispositions permettent d'étudier l'influence de l'atténuation sur le gain.

3. Principe de la mesure.

L'entrée et la sortie des tubes sont prévues pour être couplées aux guides correspondants. La figure 1 représente un schéma d'ensemble des appareils

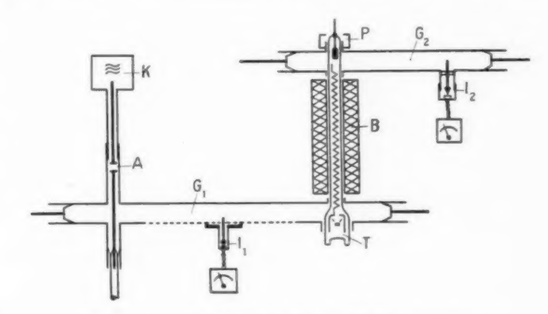


Fig. 1. — Schéma du dispositif de mesure.

pour la mesure du gain. Le klystron K constitue le générateur H. F. La puissance H. F., réglée à l'aide d'un atténuateur étalonné A, pénètre dans le guide d'entrée G_1. Un tronçon de ce guide est constitué en guide de mesure, muni d'une sonde déplaçable pour contrôler l'adaptation du tube T au guide. Après amplification par le tube, la puissance H. F. parvient au guide de sortie G_2 où elle est absorbée par un indicateur I_2. Le piège P empêche la puissance H. F. de passer le long du conducteur du collecteur.

Le gain G est donné par le rapport de la puissance W_1 qui se propage dans le guide d'entrée vers le tube et la puissance W_2 qui se propage dans le guide de sortie vers l'indicateur. Dans ces conditions, on sait que le gain est donné par

$$G = \frac{W_2}{W_1} = \left(\frac{U_{01}}{U_{02}}\right)^2 \left(\frac{U_2}{U_1}\right)^2 \frac{m_1}{m_2},$$

où U_{01} et U_{02} sont les intensités relatives des champs mesurés dans G_1 et G_2 lorsque ces deux guides sont directement connectés et U_1, U_2 ces mêmes valeurs lorsque G_1 et G_2 sont reliés par l'intermé-

(1) La mise au point technologique de nos tubes est également due à H. Huber.

diaire du tube; m_1 et m_2 sont les taux d'ondes stationnaires dans les guides, $m = \frac{U_{min}}{U_{max}}$.

Ce principe nous donne le *gain par étage* de l'amplificateur. Il est inférieur au *gain vrai* qui tient compte uniquement des phénomènes intérieurs du tube et ne comprend pas les pertes dans les éléments de couplage du tube aux guides. Ces pertes doivent être connues si l'on veut comparer les valeurs mesurées avec les valeurs données par la théorie.

Le *gain vrai* se détermine en procédant comme suit : Pour une puissance fixe à l'entrée, on mesure, à la sortie, le rapport R entre la puissance pour le tube en fonctionnement et la puissance obtenue lorsque les tensions sont coupées. Si l'atténuation A sur l'hélice est connue, le gain, exprimé en décibels, est donné par

$$G_{db} = R_{db} - A_{db}.$$

La formule de A doit comporter l'atténuation de l'hélice en cours de fonctionnement, qui peut être supérieure à celle d'une hélice froide. Cette atténuation de l'hélice à froid a été trouvée à l'aide de mesures faites sur des hélices de longueurs différentes. On élimine ainsi l'atténuation supplémentaire causée par les éléments de couplage aux extrémités de l'hélice.

L'atténuation pendant le fonctionnement du tube est supérieure de 2 à 4 db à cette valeur.

La différence est due à la température élevée de l'hélice et, pour les hélices de fer, par le champ magnétique de focalisation. On trouve cette atténuation supplémentaire en mesurant la variation de l'atténuation à partir du moment où le faisceau dans le tube est coupé jusqu'à ce que l'hélice soit froide, le champ magnétique étant d'autre part nul. Sous l'influence d'un champ magnétique de 200 gauss, l'augmentation de l'atténuation d'une hélice de fer à froid est de 0,8 db. E. Griffiths avait déjà observé que la résistance d'une couche de fer en ondes centimétriques variait sous l'influence d'un champ magnétique [18].

Ces deux méthodes de mesure ont été étudiées et l'on a pu constater que le gain ne différait que de 2 db, au maximum, pour les tubes mesurés.

La majorité des mesures ont été effectuées avec une longueur d'onde de 8,3 cm. Les résultats obtenus l'ont été pour des petits signaux où le comportement du tube était linéaire. La focalisation du faisceau électronique est effectuée par une longue bobine unique (B dans la figure 1) ou par des lentilles magnétiques.

4. Résultats expérimentaux.

Le gain a été étudié en fonction du courant dans l'hélice, de la vitesse des électrons et du champ magnétique de focalisation. Quelques courbes caractéristiques du *gain par étage* illustreront les résultats des mesures. Ce gain par étage a été choisi parce que le plus intéressant pour les applications techniques des tubes.

On a remarqué que le gain dépend du procédé de focalisation. Pour une focalisation par lentilles magnétiques, il est supérieur au gain obtenu avec une focalisation par longue bobine. Cependant cette différence n'apparaît qu'avec des tubes à hélice de 5,5 mm; le tube à hélice de 3,3 mm donnait le même gain pour les deux focalisations. Toutefois le régime est plus stable avec la longue bobine et, surtout, on peut faire varier le gain de quelques décibels en déplaçant légèrement l'une des lentilles placées à l'entrée. Bien que les lentilles ne soient pas intéressantes au point de vue exploitation, elles permettent de tirer certaines conclusions sur l'échange d'énergie entre le faisceau et les électrons à l'intérieur de l'hélice.

Sur les différentes figures les croix et les cercles indiquent les valeurs mesurées. La mesure a été répétée plusieurs fois en démontant l'appareil de mesure entre deux mesures pour vérifier la reproductibilité des valeurs trouvées. Ainsi l'écartement entre les points de mesure de la ligne en trait plein donne une idée des erreurs.

Gain en fonction du courant. — Le réglage du courant était réalisé en variant la tension négative du Wehnelt. Pendant la mesure, la tension de l'hélice et le champ de focalisation sont réglés pour le gain optimum. Le champ magnétique garde sensiblement la même valeur pendant le réglage du courant, mais la tension de l'hélice devait être augmentée d'environ 50 V si le courant était porté de 1 à 10 mA.

La figure 2 représente le gain en fonction du courant du collecteur pour un tube muni d'une hélice à atténuation répartie de 30 db (tube A). Pour une focalisation par longue bobine, on obtient la courbe 1; les lentilles magnétiques donnent la courbe 2. De même, en figure 3, ont été tracées des courbes correspondant à un tube dont l'hélice présentait une atténuation de 40 db (tube B). La figure 4 représente le gain d'un tube à atténuation localisée (tube C). Étant un des premiers construits, ce tube n'avait pas une aussi bonne focalisation que les tubes A et B. Les valeurs mesurées seront

quand même données pour démontrer que le gain ne dépend pas uniquement du courant sur le collec-

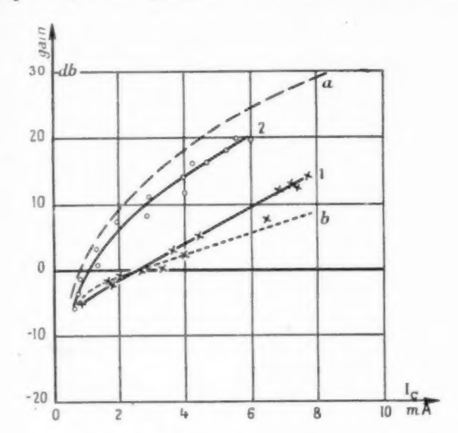


Fig. 2. — Gain en fonction du courant sur le collecteur du tube à atténuation de 30 db (hélice Φ 5,5 cm).
Courbe 1 : focalisation par longue bobine;
Courbe 2 : focalisation par lentilles magnétiques.
Les courbes *a* et *b* sont calculées d'après la théorie unidimensionnelle : *a*, sans charge d'espace et *b*, avec charge d'espace (faisceau Φ 4 mm).

teur. Le gain de ce tube était le même pour les deux types de focalisation.

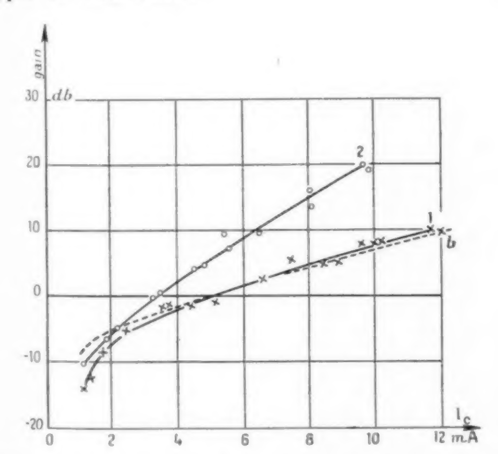


Fig. 3. — Gain en fonction du courant sur le collecteur du tube à atténuation de 40 db (hélice Φ 5,5 mm).
Courbe 1 : focalisation par longue bobine;
Courbe 2 : focalisation par lentilles magnétiques;
Courbe *b* calculée d'après la théorie unidimensionnelle avec charge d'espace (faisceau Φ 4 mm).

Le diamètre moyen de l'hélice de ces tubes est de 5,5 mm; la figure 5 représente le gain d'un tube à hélice de 3,3 mm de diamètre (tube D). Son atténuation répartie est de 46 db. Le type de focalisation n'affectait pas le gain.

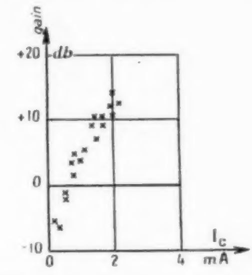


Fig. 4. — Gain en fonction du courant sur le collecteur du tube à atténuation localisée (hélice Φ 5,5 mm).

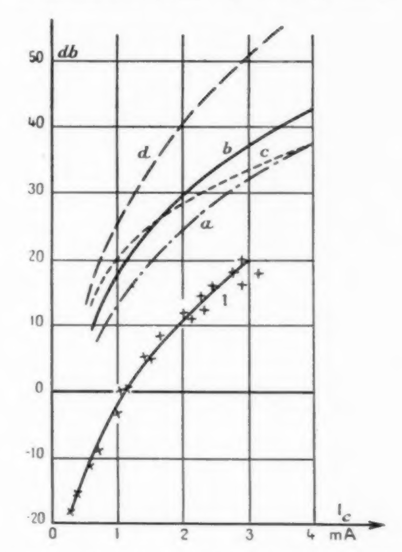


Fig. 5. — Gain en fonction du courant sur le collecteur du tube à atténuation de 46 db (hélice Φ 3,3 mm).
Courbe 1 : valeurs mesurées;
Courbe *a* : valeurs calculées d'après la théorie unidimensionnelle avec charge d'espace;
Courbe *b* : valeurs calculées d'après la théorie perfectionnée de Dœhler et Kleen;
Courbe *c* : valeurs calculées d'après la théorie de Lapostolle;
Courbe *d* : valeurs calculées d'après la théorie de Rydbeck.

Gain en fonction de la tension de l'hélice. — On sait que le gain dépend de la vitesse des électrons; si ceux-ci ont sensiblement la même vitesse que l'onde libre sur l'hélice, la valeur du gain est maximum.

La figure 6 représente le gain en fonction de la tension de l'hélice, pour des courants différents. La longueur d'onde n'étant pas importante pour l'allure de la courbe, la figure représente des mesures effectuées à $\lambda = 10$ cm avec le tube E, présentant

à cette longueur d'onde une atténuation de 32 db. La focalisation est obtenue par lentilles magnétiques. Des courbes semblables ont été relevées pour les

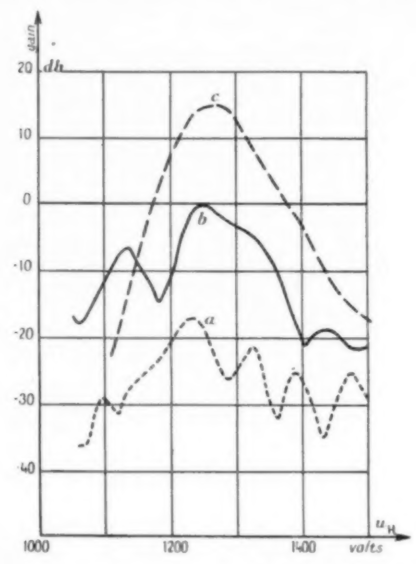


Fig. 6. — Gain en fonction de la tension de l'hélice pour un courant sur le collecteur de 0,07 mA (courbe *a*), 0,7 mA (courbe *b*) et 3 mA (courbe *c*).

différents tubes et les deux procédés de focalisation. Le champ de focalisation était réglé au gain optimum

Pour les courants élevés, nous avons obtenu une courbe qui monte continuellement avec la tension et descend ensuite avec la même allure. Par contre, pour les courants faibles les courbes présentent plusieurs maxima d'une hauteur différente. Le nombre des maxima augmentait lorsqu'on diminuait le courant. On constate que les deux minima autour de la tension optimum sont plus écartés que les autres. D'autres expérimentateurs ont déjà trouvé plusieurs petits maxima à côté d'un grand maximum prédominant [2], [4], [5].

La figure 7 montre le gain de plusieurs tubes mesurés avec un même courant de 3 mA environ. Tous ces tubes ont les mêmes dimensions d'hélice, mais leurs atténuations diffèrent. Comme seule l'allure des courbes importe ici, elles ont été ramenées au même gain optimum, de sorte que l'échelle des ordonnées n'indique que les décroissances relatives de ces courbes.

Gain en fonction du champ de focalisation. — Nous n'avons étudié l'influence du champ magnétique de focalisation que pour la longue bobine. Elle nous donne des conditions mieux définies à l'intérieur du tube que les lentilles magnétiques.

Si l'on fait varier le champ de focalisation, le gain passe par un maximum. En même temps la plus grande partie du courant, tombant sur l'hélice pour des intensités faibles du champ, passe de l'hélice au collecteur. Ce phénomène était caracté-

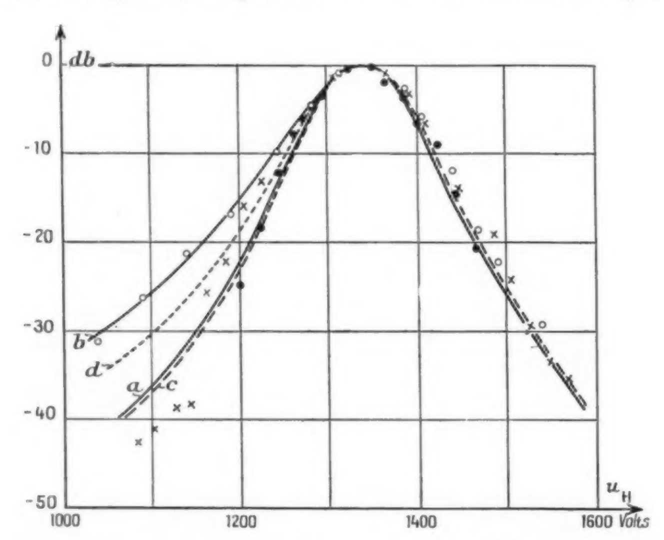


Fig. 7. — Gain en fonction de la tension de l'hélice pour différents tubes.

○ tube à atténuation de 40 db; ● tube à atténuation de 30 db; × tube à atténuation de 32 db.

Courbe *a* calculée d'après O. Dœhler et W. Kleen pour un faisceau d'un diamètre de 3,2 mm et courbe *b* pour 4 mm. Courbe *c* calculée d'après P. Lapostolle pour un faisceau d'un diamètre de 3,2 mm et courbe *d* pour 4 mm.

ristique de tous les tubes. Nous le représentons dans la figure 8 pour le tube B. On comprend que le gain est négatif pour des champs faibles. Le faisceau n'est pas bien focalisé et les électrons tombent sur toute la surface intérieure de l'hélice. Pour des intensités très élevées du champ, le gain

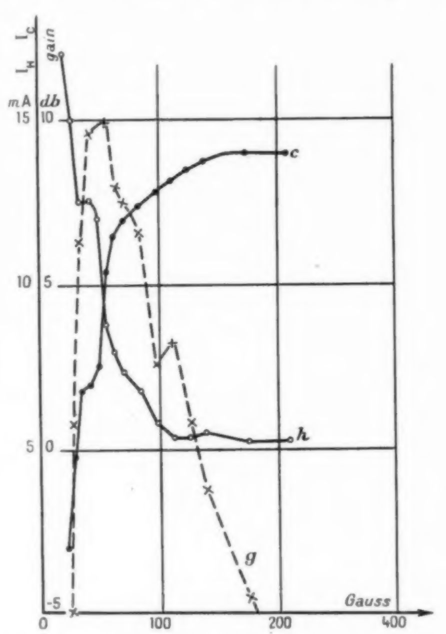


Fig. 8. — Gain (×), courant du collecteur (●) et courant sur l'hélice (○), en fonction du champ magnétique.

tombait aussi au-dessous de zéro, mais alors la partie descendante de la courbe variait d'un tube à l'autre.

5. Remarques sur les résultats expérimentaux.

a. Notes sur l'échange d'énergie. — Il est significatif qu'on trouve un gain plus élevé pour une focalisation par lentilles magnétiques que pour une focalisation par longue bobine et que ce phénomène se produise seulement dans les tubes à grand diamètre de l'hélice. L'explication qu'on peut en donner est la suivante : les lentilles amènent le faisceau plus près des fils de l'hélice que ne le fait la longue bobine; il y est ainsi soumis à un champ longitudinal plus fort [19]. Il apparaît en outre que les électrons y sont en interaction avec le champ radial. Il en résulte un effet favorable sur le gain. Celui-ci provient du gain supplémentaire dû à l'échange d'énergie avec le champ longitudinal de l'onde sur l'hélice et à une réduction de la densité de la charge d'espace. Cette question sera reprise plus en détail ultérieurement.

On a constaté en outre que le courant passait du collecteur à l'hélice, si l'on augmentait le signal H. F. d'entrée. On conçoit en effet que les électrons sont d'autant plus attirés vers les fils de l'hélice par un champ radial que le signal est plus élevé.

Il résulte de ces expériences que le champ radial n'est pas négligeable si l'on veut expliquer tous les phénomènes mis en jeu dans le tube.

b. Le courant contribuant au gain. — Pour comparer les différents tubes, on doit se rapporter à la même densité du courant, c'est-à-dire au même courant pour des tubes à hélices de même diamètre. Mais quel est exactement le courant contribuant au gain ? Nous avons vu que le courant passait de l'hélice au collecteur dans le domaine du gain optimum. En outre, les expériences faites avec les lentilles magnétiques nous ont appris qu'on peut faire tomber le courant presque entièrement sur la dernière partie de l'hélice sans que le gain soit sensiblement changé. On parvenait au même résultat en abaissant la tension du collecteur au-dessous de la tension de l'hélice, ce qui entraîne une grande variation de I_c sans que le gain soit changé. Il y a donc une part d'incertitude dans la détermination du courant. Les figures 2, 3 et 4 montrent le gain en fonction du courant du collecteur; il est toutefois probable qu'une partie du courant tombant sur l'hélice contribue aussi au gain. Si l'on compare deux tubes, il convient de considérer, outre les courants du collecteur, les courants de l'hélice lorsque les courants diffèrent beaucoup dans les deux tubes.

Le tableau suivant montre ces valeurs : le courant sur l'hélice I_h et le courant sur le collecteur I_c dans le tube A, pour les deux focalisations; les courants du tube C sont également indiqués :

Tube.	Focalisation.	I_h (mA).	I_c (mA).	$I_h + I_c$ (mA).	Gain (db).
A.	Longue bobine...	6,8	7,4	14,2	12
A.	Lentilles.........	6	3,5	9,5	12
C.	Lentilles ou longue bobine.........	5,6	2	7,6	12

c. Comparaison des tubes A, C *et* D. — On voit sur ce tableau et sur les figures 2 et 3 qu'un tube à atténuation localisée sera plus avantageux qu'un tube à atténuation répartie le long de l'hélice. Mais cela dépend de la longueur de l'hélice comme on le verra plus loin. D'autre part le tube à hélice de 3,3 mm de diamètre donne un gain plus élevé pour la même densité du courant I_c que le tube A.

Il en résulte que les courants des deux tubes sont dans le rapport 2,78 : 1.

Tube A.......	$I_c = 7,4$ mA	Gain = 12 db
» D.......	$I_c = 2,7$	Gain = 17

En se basant sur la densité du courant total, on trouve

Tube A....	$I_c + I_h = 14,2$ mA	Gain = 12 db
» D....	$I_c + I_h = 5,1$	Gain = 20

Le rapport entre I_c et $I_c + I_h$ ne diffère pas beaucoup pour les deux tubes et la comparaison peut se faire uniquement d'après les courants I_c.

d. Le diamètre du faisceau. — Le diamètre du faisceau intervient dans le calcul du gain. Il est délicat de déterminer exactement ce diamètre; dans une pièce sombre le faisceau apparaît bien comme une bande lumineuse, dont on pourrait mesurer le diamètre, mais il présente des ventres et des nœuds suivant son parcours, causés par la combinaison des effets de divergence des électrons et du champ magnétique de focalisation. Ces variations de diamètre dépendent de l'intensité du champ. Pour les intensités très élevées il demeure à peu près constant, et le gain est très faible comme le montre la figure 8.

Enfin, le faisceau augmente probablement un peu de diamètre sous l'influence du champ radial vers la sortie du tube dans le domaine du gain optimum où les électrons passent très près du fil de l'hélice; ils tombent alors sur celle-ci, surtout dans la dernière partie.

Un faisceau dont les ventres viennent toucher les fils de l'hélice et dont les nœuds ont un diamètre nul doit se comporter suivant la théorie de Fourier comme un faisceau de diamètre constant égal à $\frac{2}{\pi} D_i$, où D_i est le diamètre intérieur de l'hélice [16]. Bien que le faisceau n'ait pas exactement un diamètre nul aux nœuds, la relation ci-dessus sera utilisée par la suite. On trouve alors, pour les tubes utilisés avec $D_i = 5$ mm, un diamètre effectif du faisceau de $D_{eff} = 3,2$ mm pour le régime du gain optimum.

e. Auto-oscillation. — Lorsqu'on fait croître le courant dans le tube A pour obtenir un gain supérieur à 20 db (focalisation par lentilles), le tube accroche, la longueur d'onde étant $\lambda = 12,6$ cm. Comme le montrent l'expérience et la théorie, le gain croît pour une hélice de ces dimensions vers les ondes plus longues et passe par un maximum. L'atténuation de l'hélice décroît un peu. On peut ainsi montrer qu'autour de $\lambda = 12,6$ cm le tube doit osciller.

En agissant sur la tension de l'hélice on modifie la fréquence de l'oscillation. On trouve différents modes d'oscillation dont la fréquence moyenne est d'autant plus faible que la tension est plus grande, mais elle croît dans chaque mode. La figure 9 représente ces différents modes et la variation de la fréquence à l'intérieur des modes d'un tube muni d'une hélice de 6,5 mm de diamètre moyen dont la tension de régime était de 1 630 V

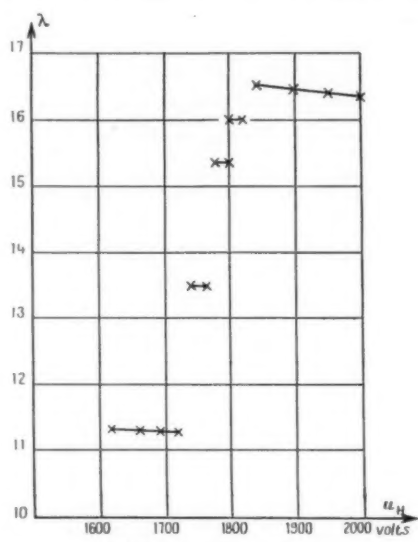


Fig. 9. — Différents modes d'auto-oscillation d'un tube muni d'une hélice de $D_m = 6,5$ mm et d'un pas de 1,6 mm.

pour amplification à $\lambda = 8,3$ cm. Les oscillations se présentent toujours pour une tension supérieure à celle qui correspond au gain optimum. Ce phénomène a été observé pour divers tubes [20], [21].

6. **Comparaison avec la théorie.**

Les formules et abaques utilisés pour calculer le gain ne seront pas reproduits ici. Cependant nous jugeons utile d'appliquer non seulement les théories les plus récentes tenant compte de la plupart des phénomènes dans le tube, mais nous nous proposons aussi d'appliquer la théorie simple et de la comparer à l'expérience.

Gain en fonction du courant. — *a. Théorie simple.* — Considérant un faisceau infiniment mince et sans charge d'espace, la théorie [10] donne la courbe *a* de la figure 2. En tenant compte de la charge

d'espace [14] on obtient la courbe *b*. Le diamètre du faisceau est supposé égal à 0,4 mm; il intervient seulement dans le terme de la charge d'espace.

En comparant cette courbe *b* aux valeurs expérimentales pour la longue bobine, nous constatons que les deux courbes concordent bien pour des courants jusqu'à 4 mA. Pour les courants plus élevés la différence augmente; la pente de la courbe calculée est plus petite que celle de la courbe mesurée. Cela ne permet pas encore de conclure à une divergence entre la théorie et l'expérience : en calculant la courbe *b* pour le tube B nous trouvons que la théorie est en bon accord avec l'expérience.

Examinons la théorie de plus près. Le diamètre du faisceau est pris égal à 0,4 mm, cette valeur est raisonnable puisque le diamètre intérieur de l'hélice est de 5 mm et celui de l'ouverture dans l'anode de 3 mm; mais, comme nous avons vu précédemment, un diamètre de $\frac{2}{\pi}D_i = 3,2$ mm serait plus justifié; mais alors les valeurs théoriques obtenues seraient de 4 db inférieures aux valeurs expérimentales.

Ensuite, si la théorie était suffisante, il faudrait attendre des résultats concordant aussi pour le tube D à hélice de diamètre intérieur 3 mm. Les valeurs théoriques trouvées sont de 15 db inférieures aux valeurs mesurées. La courbe *a* de la figure 5 a été calculée pour un diamètre du faisceau de $\frac{2}{\pi}D_i = 1,9$ mm.

Nous avons seulement cherché à montrer ici qu'on peut obtenir des résultats théoriques satisfaisants mais qui ne correspondent à l'expérience que dans un cas spécial et qui peuvent ainsi induire en erreur sur la valeur de la théorie.

b. Théorie perfectionnée du champ longitudinal. — Comparons maintenant les valeurs mesurées au gain calculé d'après trois théories différentes. Elles tiennent compte de la charge spatiale et de la variation du champ longitudinal dans la section de l'hélice. O. E. H. Rydbeck [6] ne donne des formules et des abaques que pour des tubes sans atténuation. Pour en tenir compte, la valeur $\frac{A}{2,5}$ où A, en décibels, représente l'atténuation de l'hélice, a été déduite du gain (en décibels), fourni par les abaques. Le coefficient $\frac{1}{2,5}$ est tiré des publications de O. Dœhler et W. Kleen [10], [14] et du Mémoire de P. Lapostolle [8]. Bien que ce coefficient varie avec le courant, il a été supposé constant ici, la variation ne modifiant pas sensiblement le résultat.

Le tube A. — La figure 10 donne des courbes calculées pour trois diamètres différents du faisceau et montre ainsi l'influence du diamètre sur le gain. Les valeurs mesurées pour une focalisation par longue bobine sont comparées aux valeurs calculées; on se place ainsi à peu près dans les conditions expérimentales supposées par la théorie.

Dans la figure 10 les courbes en trait plein représentent le gain d'après O. Dœhler et W. Kleen, les courbes en traits interrompus celui calculé d'après O. E. H. Rydbeck et enfin la courbe en pointillé donne le gain d'après P. Lapostolle. Les

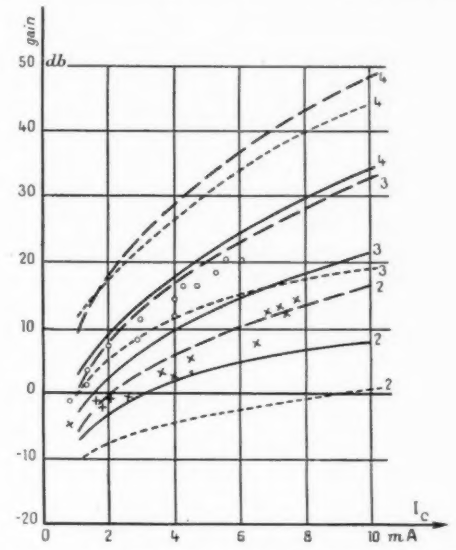


Fig. 10. — Gain calculé d'après les théories de O. Dœhler et W. Kleen (————), de P. Lapostolle (. . . .) et de O. E. H. Rydbeck (- - - -) pour un faisceau d'un diamètre de 2; 3 et 4 mm et une atténuation de l'hélice de 30 db. ○ et × sont des valeurs mesurées (voir *fig.* 2).

nombres sur les courbes indiquent le diamètre du faisceau en millimètres.

Comme il a été dit, le diamètre $\frac{2}{\pi}D_i = 3,2$ mm doit être pris pour base (¹). Cela donnerait des valeurs un peu supérieures aux valeurs des courbes 3. Les courbes 3 de Lapostolle et de Dœhler-Kleen ne diffèrent pas beaucoup, bien qu'elles n'aient pas la même pente, mais donnent des valeurs sensiblement supérieures aux valeurs mesurées.

(¹) Dans ses travaux, P. Lapostolle base la comparaison entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées sur un diamètre de faisceau égal à 3,4 mm. Il indique que le diamètre mesuré était d'environ 3,5 mm [8]; le diamètre intérieur de l'hélice des tubes utilisés étant de 5,3 mm, on a bien $\frac{2}{\pi}5,3 = 3,4$ mm.

La comparaison des valeurs mesurées avec la théorie de Dœhler et Kleen et celle de Rydbeck amène à supposer un diamètre approximativement égal à $\frac{2}{5}D_i$. Cette même valeur fournit pour la théorie de Lapostolle une valeur sensiblement inférieure aux résultats expérimentaux. Ainsi on pourrait choisir parmi les différents diamètres et l'on trouverait un diamètre différent pour chacune des théories.

La plage des courbes de la figure 10 nous démontre que le diamètre intervient sensiblement dans le calcul du gain. Mais il fait varier le gain d'une valeur différente pour chaque théorie. Son influence est la plus petite dans la théorie de Dœhler et Kleen tandis qu'elle est la plus grande dans la théorie de Lapostolle.

Quel est l'ensemble de courbes dont les écarts pour différents diamètres correspondent le mieux à l'expérience ? Il sera difficile de trouver une réponse satisfaisante. Nous pouvons faire varier le diamètre du faisceau en agissant sur l'intensité du champ de focalisation. Mais nous ne pouvons pas déterminer le diamètre exact du faisceau ni sa variation. Ainsi nous ne pouvons comparer que qualitativement les indications des théories sur la diminution du diamètre du faisceau. La figure 8 montre que le gain décroît rapidement si le champ magnétique croît, c'est-à-dire si le diamètre du faisceau diminue.

Cependant d'après la théorie [16] on a trouvé que le champ de focalisation intervient dans le gain non seulement en diminuant le diamètre du faisceau, mais aussi par suite d'une interaction des électrons avec le champ radial de l'hélice d'où résulte aussi une chute plus forte du gain pour un champ de focalisation croissant.

Le tube D. — Examinons maintenant le tube D avec une hélice de diamètre intérieur de 3 mm. Nous nous basons sur un diamètre de 1,9 mm pour le faisceau. Dans la figure 5 la courbe *b* représente le gain d'après Dœhler et Kleen, tandis que la courbe *d* le représente d'après Rydbeck et la courbe *c* celui d'après Lapostolle. La différence entre la théorie et l'expérience est encore plus élevée que pour le tube A. Mais nous y constatons aussi, que la théorie de Lapostolle et celle de Dœhler et Kleen correspondent presque pour le diamètre $\frac{2}{\pi}D_i$ du faisceau, ce que nous avons trouvé aussi pour le tube A.

Le tube C. — Nous n'avons pas fait la comparaison pour le tube C à atténuation localisée. Suivant G. Mourier [2], on trouve le gain de ce tube en calculant le gain pour un tube muni d'une hélice sans atténuation (si les pertes le long de l'hélice sont faibles) et en déduisant de la longueur de l'hélice la longueur de la partie atténuante. Mais ne connaissant pas le courant fournissant le gain aussi bien que pour les autres tubes, à cause de la focalisation défectueuse, il ne nous a pas paru légitime de comparer le fonctionnement de ce tube à la théorie, comme cela a été fait avec les autres tubes. D'ailleurs cette comparaison nous apprendrait seulement les mêmes résultats fondamentaux que ceux que nous connaissons déjà pour le tube A. En gros, le terme tenant compte de l'atténuation intervient dans le gain du tube C suivant

$$G = gl - gl' - B_L \quad \text{en db},$$

tandis que pour le tube A nous avons

$$G = gl - \frac{al}{2,5} - B_R \quad \text{en db},$$

où l est la longueur de l'hélice de pas constant, l' la longueur effective de la partie atténuante, g le gain pour une hélice sans atténuation par centimètre et a l'atténuation par centimètre. Si l'on fait dans un tube

$$gl' < \frac{al}{2,5},$$

l'atténuation localisée sera plus avantageuse. Pour le tube D cette condition était remplie. Le terme B tient compte de la répartition des ondes à l'entrée de l'hélice $B_L \leq B_R$

Remarques. — En nous basant sur le diamètre $\frac{2}{\pi}D_i$ du faisceau nous avons trouvé des valeurs plus proches des valeurs mesurées d'après la théorie simple que suivant la théorie perfectionnée. Mais si nous étudions le gain en fonction du diamètre de l'hélice, l'allure d'une courbe d'après la théorie perfectionnnée correspondrait mieux à l'expérience que celle de la théorie simple (*fig.* 2 et 5).

Les valeurs de la théorie de Lapostolle et celles de Doehler et Kleen ne diffèrent pas beaucoup. Mais elles représentent des courbes d'une pente différente. L'allure de la courbe suivant la théorie de Dœhler et Kleen, ainsi que celle d'après Rydbeck, correspond un peu mieux à nos valeurs mesurées, notamment celle que l'on obtient pour la focalisation par lentilles magnétiques. La théorie de Rydbeck donnait des valeurs trop élevées.

Gain en fonction de la tension. — Dans la figure 7 nous avons comparé les valeurs du gain, mesurées en fonction de la tension de l'hélice, aux

(2) Rapport inédit.

valeurs calculées d'après la théorie [10], [14] de O. Dœhler et W. Kleen (courbes en trait plein) et d'après la théorie de P. Lapostolle (courbes en trait tireté). Le calcul est effectué pour deux diamètres du faisceau, 3,2 mm (courbe *a*, *c*) et 4 mm (courbe *b*, *d*). Le courant sur le collecteur était à peu près 3 mA. Ayant ramené le maximum des courbes à l'unité nous pouvons mieux comparer l'allure des différentes courbes. Les valeurs absolues ont été étudiées au paragraphe précédent. Les courbes mesurées diffèrent beaucoup vers les basses tensions. Autour du maximum et vers les tensions plus hautes elles correspondent bien. Les courbes calculées pour différents diamètres du faisceau montrent le même phénomène. Rappelons que les valeurs représentées dans la figure 7 par des cercles étaient mesurées pour le tube B avec un champ de focalisation de 70 gauss (*fig.* 10), tandis que ce champ était plus fort pour les autres tubes. Ainsi on peut supposer que le diamètre du faisceau était plus grand dans le tube B que dans les autres. Il en résulterait alors une chute plus faible vers les basses tensions, qui ne serait pas sensiblement modifiée vers les tensions élevées, comme le montrent les deux groupes des courbes calculées. En ce qui concerne la théorie de P. Lapostolle nous nous sommes basés sur les abaques pour des courants faibles [8].

Bien que nous ayons trouvé ainsi une explication satisfaisante à l'allure des courbes, il nous faut mentionner un phénomène qui intervient également, mais très probablement à un degré moindre. Nous ne l'envisagerons qu'à titre qualitatif.

Suivant la théorie du champ radial [16] la chute peut être modifiée par l'intensité du champ de focalisation sans que la diamètre du faisceau soit modifié. Pour un champ faible et surtout pour une intensité inférieure à 70 gauss, la chute devrait être moins forte vers les tensions basses que pour un champ intense. Pour l'intensité que nous avons trouvée dans le tube B, une chute plus faible vers les tensions élevées était aussi à prévoir.

Suivant les publications théoriques [6], [8], [11], [16] l'allure de la courbe ne doit pas changer sensiblement si l'on fait varier le courant dans le tube. En augmentant le courant, le maximum du gain se déplace un peu vers les tensions plus élevées. Pour des courants compris entre 1 et 10 mA, nous avons trouvé un déplacement de 50 V environ. Cette valeur correspond à peu près à la valeur indiquée par les différentes théories. Nous n'avons pas cherché ici à comparer rigoureusement les valeurs théoriques aux valeurs expérimentales parce que nous avons trouvé que la variation de la tension dépendait beaucoup des variations accidentelles des conditions expérimentales.

Cependant nos courbes mesurées pour des faibles courants représentent un phénomène que la théorie n'a pas encore bien élucidé. Il s'agit des maxima dont le nombre était d'autant plus élevé que le courant était faible. S. Tomner [4] avait trouvé des courbes qui ressemblaient à la courbe *b* de la figure 6 et O. Rydbeck [6] explique le minimum par l'interférence entre les trois ondes sur l'hélice. P. Lapostolle [8] suppose déjà que les petits maxima à côté des grands trouvés par R. Kompfner [1] et R. Wallauschek [5] sont causés par un phénomène d'interférence.

Examinons la courbe *a* de la figure 6. L'atténuation de l'hélice est de 32 db ($\lambda = 10$ cm) et la courbe reste près de cette valeur entre 1 300 et 1 500 V. Dans ce domaine la distance des minima est 70 V. Des électrons ayant une différence analogue de vitesse et partant en même temps de l'entrée de l'hélice arrivent à la sortie avec une différence de près d'une longueur d'onde sur l'hélice, c'est-à-dire de $\Lambda = \frac{10}{13{,}8} = 0{,}725$ cm. Nous aurons la même chose pour les ondes excitées sur l'hélice par ces électrons. Elles causent des interférences avec l'onde libre venant de l'entrée. Deux faisceaux présentant une différence de vitesse de 70 V interviennent ainsi avec la même phase. De cette façon nous pouvons expliquer grossièrement la distance des minima de la courbe *a*. Il est évident que ce phénomène disparaît lorsqu'on augmente le courant, c'est-à-dire lorsque l'onde amplifiée devient prédominante.

Influence du champ radial. — Nous avons vu que le gain élevé pour la focalisation par lentilles magnétiques peut être causé par le champ radial de l'hélice. En l'absence de conditions expérimentales bien définies pour les lentilles, nous ne discuterons les valeurs théoriques que qualitativement. Suivant la théorie [16] le gain par centimètre sur l'hélice peut croître de 20 % environ. Pour le gain total du tube A nous trouverions pour $I_c = 6$ mA une valeur de 9 db au-dessus de la valeur de la courbe 3 (*fig.* 2). Cette valeur correspond bien à la différence du gain mesuré pour les deux focalisations.

Mais examinons un peu plus en détail cette comparaison. Le calcul était basé sur un champ magnétique très fort où il n'y a aucun échange d'énergie avec le champ radial. Avec le tube A nous avons obtenu le gain optimum pour un champ de 200 gauss (focalisation par longue bobine). Reportons-nous à un courant de 6 mA. Nous

calculons une valeur du gain de 2 db au-dessus de la valeur pour un champ magnétique très fort. Pour le tube D la différence serait négligeable. Ainsi la différence la plus exacte du gain pour les deux focalisations du tube A est de 7 db au lieu de 9 db. Suivant la théorie cette différence devrait être un peu plus élevée pour le tube A que pour B où le gain optimum était déjà contenu pour un champ de 70 gauss. Cela correspond bien à l'expérience. Nous trouvons dans la figure 2 une différence plus grande que dans la figure 3 entre les deux courbes mesurées.

7. **Conclusion**.

Résumons maintenant les résultats principaux. Nous avons vu que la théorie dans sa dernière étape de développement décrit d'une façon satisfaisante l'allure des courbes du gain linéaire dans les T. O. P., soit en fonction du courant dans l'hélice, soit en fonction de la tension de celle-ci, soit encore en fonction du diamètre de l'hélice. Les valeurs calculées sont cependant supérieures de beaucoup aux valeurs mesurées. Le gain calculé varie rapidement avec le diamètre du faisceau électronique. Ne connaissant pas sa valeur exacte, il sera difficile de calculer le gain à 2 ou 3 db près. Nous avons eu un écart d'au moins 7 db, qui n'est vraisemblablement pas seulement dû à l'incertitude dans la détermination du diamètre du faisceau. Il semble que les valeurs de la *résistance de couplage* R dans la théorie de O. Dœhler et W. Kleen et les valeurs correspondantes dans les autres théories doivent être révisées.

BIBLIOGRAPHIE.

1. R. Kompfner, *The traveling-wave tube* (*Wireless World*, nov. 1946, p. 369; *Wireless Engir.*, sept. 1947, p. 255).
2. R. Kompfner, *The traveling-wave tube as amplifier at microwaves* (*Proc. I. R. E.*, vol. 35, n° 2, 1947, p. 124).
3. J. R. Pierce et L. M. Field, *Traveling-wave tube* (*Proc. I. R. E.*,-vol. 35, n° 2, 1947, p. 108).
4. J. S. A. Tomner, *The experimental development of traveling-wave tubes* (*Chalmers tekniska Högskolans Handligar*, n° 67, 1948).
5. R. Wallauschek, *Détermination expérimentale des caractéristiques d'amplificateurs à onde progressive* (*Ann. des Télécommunications*, n°s 8 et 9, 1948, p. 301).
6. O. E. H. Rydbeck, *The theory of the traveling-wave tube* (*Ericsson Technics*, n° 46, 1948).
7. J. R. Pierce, *Theory of beam-type traveling-wave tube* (*Proc. I. R. E.*, vol. 35, n° 2, 1947, p. 111).
8. P. Lapostolle, *Les phénomènes d'interaction dans le tube à onde progressive, théorie et vérifications expérimentales* (*Ann. des Télécommunications*, n°s 8 et 9, 1948, p. 265).
9. J. Bernier, *Essai de théorie du tube à propagation d'ondes* (*Ann. de Radioélectricité*, t. 2, janv. 1947, p. 87).
10. O. Dœhler et W. Kleen, *Théorie cinématique de l'échange d'énergie entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique* (*Ann. de Radioélectricité*, t. 2, 1947, p. 232).
11. L. J. Chu et J. D. Jackson, *Field theory of traveling-wave tubes* (*Proc. I. R. E.*, vol. 36, 1948, p. 853).
12. J. J. R. Moral, *Sobre los tubos a propagación de ondas* (*Revista de Telecom.*, n° 14, 1948, p. 29).
13. J. R. Pierce, *Effect of passive modes in traveling-wave tubes* (*Proc. I. R. E.*, vol. 36, 1948, p. 993).
14. O. Dœhler et W. Kleen, *Sur l'influence de la charge d'espace dans le tube à propagation d'onde* (*Ann. de Radioélectricité*, t. 3, n° 13, juillet 1948, p. 184-188).
15. J. R. Pierce, *Transverse fields in traveling-wave tubes* (*Bell. Syst. Techn. Journ.*, n° 4, oct. 1948, p. 732).
16. O. Dœhler et W. Kleen, *Influence du vecteur électrique transversal dans la ligne à retard du tube à propagation d'onde* (*Ann. de Radioélectricité*, t. 4, n° 15, janv. 1949, p. 76-84; *Ibid.*, t. 4, n° 16, avril 1949, p. 117).
17. H. Huber, *Détermination d'un canon électronique en tenant compte de la charge spatiale du faisceau* (*Ann. de Radioélectricité*, t. 4, janv. 1949, p. 26-32).
18. J. H. E. Griffiths, *Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals* (*Nature*, vol. 158, 9 nov. 1946, p. 670).
19. C. C. Cutler, *Experimental determination of helical-wave properties* (*Proc. I. R. E.*, vol. 36, fév. 1948, p. 230).
20. R. Warnecke et P. Guénard, *Sur l'aide que peuvent apporter en télévision quelques récentes conceptions concernant les tubes électroniques pour ultra-hautes fréquences* (*Ann. de Radioélectricité*, t. 3, oct. 1948, p. 275).
21. O. Dœhler, W. Kleen et P. Palluel, *Les tubes à propagation d'onde comme oscillateurs à large bande d'accord électronique* (*Ann. de Radioélectricité*, t. 4, janv. 1949, p. 68-75).

MÉTALLURGIE DES POUDRES.

PAR NGUYEN THIEN-CHI,

Chef de laboratoire à la Compagnie générale de T. S. F.,

[redacted]

SOMMAIRE. — *Dans une première Partie, l'auteur expose le développement et les principes généraux de la métallurgie des poudres.*

La seconde Partie, destinée à illustrer la précédente, traite d'un certain nombre d'exemples choisis parmi les travaux effectués au laboratoire de l'auteur : nickels, cupro-nickels, pseudo-alliages réfractaires, alliages lourds, aimants, alliages soudant aux verres, cathodes frittées. Laissant de côté les détails technologiques, on s'est surtout attaché à mettre en évidence les faits et les remarques essentiels.

PREMIÈRE PARTIE.

APERÇU GÉNÉRAL.

1. **Définitions**.

Dans l'étude des poudres métalliques, il y a lieu de distinguer leur *préparation* proprement dite (*metallurgy of powders*, selon la terminologie anglo-saxonne) de leur *transformation* en objets compacts (*powder metallurgy*). C'est cette dernière expression qu'on a traduite en français par *métallurgie des poudres*, appellation assez arbitraire que l'usage a adoptée et que nous emploierons dans notre exposé.

Ainsi entendue, la métallurgie des poudres pourrait difficilement être définie en une seule phrase. Pour en donner une idée aussi exacte que possible, on dira qu'elle comporte les particularités suivantes :

a. On part d'une poudre qui peut être un métal seul, ou un mélange intime de métaux (ou de métaux et non-métaux), ou un alliage pulvérulent.

b. Cette poudre est versée dans un moule et transformée par pressage en objets de formes déterminées.

c. Les objets ainsi obtenus sont soumis à une opération fondamentale appelée *frittage* (ou concrétion), généralement dans une atmosphère protectrice, destinée à leur communiquer une résistance mécanique convenable, *sans qu'il y ait, en règle générale, fusion des composants* (sauf quelquefois d'un constituant secondaire).

Les pièces frittées sont, soit utilisées directement (souvent après repressage pour avoir des cotes exactes, comme dans le cas des engrenages), soit traitées par forgeage, martelage, laminage, tréfilage, pour être transformées en bandes ou en fils.

d. Il est avantageux, mais souvent difficile, de combiner les opérations *b* et *c* : c'est ce qu'on appelle le *pressage à chaud*. La poudre est *chauffée pendant qu'elle est soumise à la pression*, ce qui permet de diminuer celle-ci dans des proportions notables. On réunit en une seule opération et le moulage et le frittage de la poudre, et il en résulte, dans certains cas, des propriétés très intéressantes.

Cette énumération montre que la métallurgie des poudres rejoint, par certains côtés, les techniques de la céramique. De là, vient l'appellation de *métallo-céramique* qu'on lui donne parfois (du mot allemand *Metallkeramik*).

2. **Historique**.

Il serait instructif, mais trop long, d'écrire un historique détaillé de la métallocéramique [1, 4]. On se bornera à en rappeler les étapes qui retiennent l'attention par leur caractère pittoresque ou leur importance industrielle.

Une réflexion nous vient tout naturellement au moment de remonter dans le passé. Il est normal qu'à l'aube de l'histoire les hommes aient pratiqué sans le savoir la métallurgie des poudres pour la confection de certains objets. L'élaboration des métaux est, en effet, avant tout une affaire de chauffage : leur fusion exige souvent des températures élevées. Beaucoup de métaux ont d'abord été obtenus à l'état de poudres, et leur nombre a diminué

à mesure que la réalisation de fours de plus en plus perfectionnés a permis de les préparer en passant par l'état fondu.

On imagine aisément un métallurgiste d'autrefois en train de chauffer son minerai de fer sur un lit de charbon de bois. Il en retirait une masse rougeoyante de fer spongieux qu'il façonnait par martelage jusqu'à obtenir l'objet désiré : il aurait pu dire qu'il forgeait le métal au *rouge soudant*, ou qu'il procédait au frittage du fer par nécessité. On devine que ces articles primitifs étaient pleins de pores et d'inclusions. Pourtant certains échantillons de provenance égyptienne montrent une structure aussi saine que celle d'un acier moderne. Un autre exemple remarquable de cette industrie souvent cité, est cette colonne en fer de Delhi, vieille de seize siècles et pesant 6,5 t.

Un cas très instructif est celui d'échantillons de platine retrouvés chez les Incas : pour agglomérer les grains de platine natif, ils ont eu l'idée d'employer comme ciment un alliage d'or et d'argent à bas point de fusion qui consolidait la masse frittée et la rendait forgeable. Le même artifice s'applique aujourd'hui aux carbures de tungstène dans lesquels le cobalt sert de liant.

La première application spectaculaire de la métallurgie des poudres est l'élaboration du platine pur et sans défauts par la méthode de Wollaston, gardée longtemps secrète par l'auteur et publiée seulement en 1829. Wollaston surclassa tous ses prédécesseurs par la qualité supérieure de son métal. Son procédé reposait sur un certain nombre de précautions minutieusement mises au point et qui demeurent très instructives même pour le spécialiste d'aujourd'hui. Il n'a été supplanté que par la méthode par fusion de Sainte-Claire Deville.

La fabrication du platine a suivi à peu près la même évolution que celle du fer. Le frittage, première étape, a cédé la place à la fusion à la suite des progrès accomplis dans les moyens de chauffage; puis, aujourd'hui que la technique des poudres est mieux connue, le fer pulvérulent jouit de nouveau d'une faveur croissante dans la fabrication d'engrenages, d'alliages ferreux, d'aimants concrétés.

Au XIXe siècle, il faut citer Henry Bessemer comme gros producteur de poudre de cuivre et d'alliages cuivreux par un procédé secret qui consistait à écraser au laminoir des fils fins jusqu'à les briser en paillettes. Mais surtout il y a lieu de mentionner le chimiste G. Osann qui a entrevu, puis appliqué les principes de la métallurgie des poudres, en reproduisant des effigies par pressage et frittage de poudres de cuivre : argent ou plomb. Il a également préconisé la même technique pour la fabrication des objets eux-mêmes (caractères d'imprimerie par exemple).

Mais il faut arriver au début du XXe siècle pour assister à cette grande victoire de la métallurgie des poudres qui est la préparation du tungstène ductile pour filaments de lampes électriques (brevet Coolidge, 1909). Cette réussite remarquable, en dégageant les grandes lignes de la technique nouvelle, doit être considérée comme le point de départ de la métallurgie des poudres moderne. On va énumérer ses avantages, ses possibilités et ses applications actuelles les plus intéressantes.

3. **Avantages et possibilités de la métallurgie des poudres.**

L'intérêt primordial de la métallurgie des poudres est qu'elle a permis d'apporter des solutions élégantes à des problèmes impossibles à résoudre par d'autres méthodes : élaboration des métaux réfractaire (tungstène, molybdène, tantale) et des carbures spéciaux, association d'éléments ne s'alliant pas tels que le cuivre et le tungstène, fabrication de coussinets poreux, etc. D'autre part, les poudres peuvent être obtenues avec une très grande pureté, de l'ordre de 99,99 % pour le tungstène. Même dans les autres cas, on dépasse généralement 99 %. L'absence de fusion en creuset, la nécessité de travailler en atmosphère protectrice (et généralement réductrice) sont favorables à la conservation de cette qualité jusque dans les objets finis, ou même à son amélioration. Il n'y a plus lieu, comme dans la métallurgie ordinaire, de s'inquiéter de l'affinage ou des pertes par oxydation ou scorification, d'où une plus grande facilité pour obtenir des compositions exactes. L'incorporation d'additifs en proportion bien définie, même très faible, ne soulève pas de difficultés : elle peut devenir particulièrement commode, comme dans le cas du titane ajouté sous forme d'hydrure pulvérulent (on y reviendra à propos du nickel).

Ce qui confère à la métallurgie des poudres une grande souplesse (parfois un peu gênante, il faut l'avouer), c'est la possibilité qu'elle laisse au praticien de réaliser des propriétés variées et contrôlables en agissant sur certains facteurs : température et durée de frittage, pression de moulage, granulométrie de la poudre, nature de l'atmosphère.

Il reste à formuler quelques considérations économiques sur la métallurgie des poudres.

Lorsqu'il est possible, comme aux U. S. A., de s'adresser à des spécialistes pour les presses, les moules ou fours, l'installation d'un atelier de métallo-

céramique n'exige pas une mise de fonds considérable et peut être menée à bien rapidement, du moins dans le cas de moyennes et petites pièces. L'essentiel est de produire les plus grandes séries possibles. Or, le travail en série est particulièrement commode dans le cas actuel grâce à l'emploi de presses automatiques et de fours à fonctionnement continu. Les manipulations, généralement très simples, ne nécessitent qu'une main-d'œuvre de qualité ordinaire. Une cadence de plusieurs centaines de pièces par minute est courante. Un exemple connu est la fabrication d'articles variés (engrenages, coussinets, etc.) de plus en plus demandés par l'industrie automobile aux U. S. A.

Un autre avantage important est la suppression totale ou quasi complète, de l'usinage. Deux conséquences en découlent : d'abord, des ouvriers spécialistes en machines-outils peuvent être libérés pour d'autres travaux; ensuite les pertes de matière, souvent notables en usinage, n'entrent plus en ligne de compte, les pertes de poudres étant généralement inférieures à 1 %.

Mais la métallocéramique est-elle déjà en mesure de tenir tête à la métallurgie ordinaire dans les domaines où celle-ci a jusqu'à présent régné seule? C'est ici que des restrictions se manifestent. Une des plus marquantes réside dans les possibilités actuelles du pressage des poudres. Le moule devient très onéreux dès que la forme de la pièce à fabriquer cesse d'être simple. Son usure est un facteur capital quand on traite des poudres dures sous forte pression. Il existe d'autre part des impossibilités matérielles : les pièces ne doivent pas présenter d'angles rentrants, d'encoches, de filets, de trous perpendiculaires à la direction de pressage. Leur hauteur, en règle générale, ne dépassera pas leur plus grande dimension transversale, afin d'éviter des parties mal pressées qui se contracteront davantage à la concrétion. Des presses à effets multiples sont souvent nécessaires, ce qui complique encore plus la construction du moule. Ces difficultés augmentent vite dès qu'on aborde des pièces d'une certaine dimension : il faut alors des presses énormes et des matières massives, c'est-à-dire du matériel spécial et cher.

4. Principales applications industrielles.

Les applications de la métallurgie sont de jour en jour plus nombreuses. La classification suivante englobe les plus importantes d'entre elles :

1° Métaux réfractaires : tungstène, molybdène, tantale;

2° Systèmes dans lesquels sont conservées les propriétés individuelles des constituants : carbures de tungstène, collecteurs en cuivre-graphite, coussinets en bronze graphité, meules diamantées, pièces de friction, combinaisons matières plastiques et métaux, etc.;

3° Structures spéciales : coussinets poreux, filtres, noyaux magnétiques pressés;

4° Matériaux communs préparés plus commodément et plus économiquement : articles en fer, aimants genre alnico;

5° Association de deux métaux ne s'alliant pas ou presque pas : cupro-tungstènes pour contacts électriques et électrodes de soudeuses.

5. Fabrication des poudres.

On énumérera les principales méthodes de fabrication [2], sans s'attarder longuement aux détails technologiques, et, à plus forte raison, sans remonter aux minutieuses recettes du moine Théophile qui fournissaient aux miniaturistes de jadis des poudres très appréciées.

A. Méthodes mécaniques. — *a. Usinage.* — Le tournage, le sciage, le limage fournissent des métaux divisés, qui trouvent leur emploi dans certaines applications. Exemple : le fer, comme agent réducteur ou cément. Mais il est rare que l'usinage soit systématiquement employé à produire des poudres métalliques, sauf pour les alliages dentaires.

b. Broyage. — Pour les corps friables (silicium, antimoine) ou durs (chrome, manganèse), on procède en général à un concassage préalable par bocart ou broyeur à mâchoires, suivi du broyage proprement dit par broyeur à boulets ou à friction. Dans le cas des corps durs, on doit veiller à dissiper la chaleur produite pendant l'opération.

La réduction de métaux malléables en paillettes se fait au bocart, généralement avec un lubréfiant, quelquefois en atmosphère inerte.

Les procédés Hametag et Hall emploient un broyeur à boulets.

Enfin un appareil original est le broyeur tourbillonnaire dans lequel les fragments à pulvériser sont lancés les uns contre les autres par deux courants gazeux tourbillonnaires opposés : on évite ainsi la contamination de la poudre par contact avec des corps étrangers. Les grains obtenus sont généralement arrondis.

B. Méthodes physiques. — *a. Grenaillage.* — L'opération consiste à faire chuter dans l'eau,

d'une certaine hauteur, du métal fondu à travers de petits orifices. Le plomb additionné d'antimoine donne ainsi des sphères presque parfaites.

b. Granulation. — On agite le métal fondu tandis qu'il se solidifie, ce qui le transforme en particules assez grossières et très oxydées. Exemple : aluminium, zinc, laiton.

c. Atomisation. — On force à travers un orifice un mince filet de métal fondu qui est *atomisé* en fines larmes solides par un jet de gaz comprimé chaud soufflé par un ajutage plongeant en partie dans le bain. La finesse de la poudre peut être réglée dans de larges limites. Contrairement à ce qu'on pourrait penser, les métaux ainsi obtenus

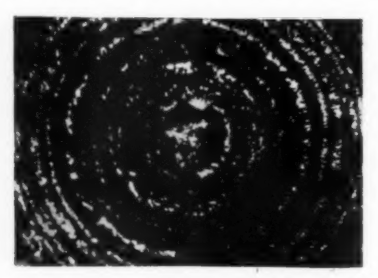


Fig. 1. — Coupe d'un grain de nickel carbonyle.

sont très peu oxydés. Le procédé s'applique aux métaux fondants jusqu'à 700° C. Si le point de fusion est plus élevé, ou si l'on veut avoir des poudres plus grossières, on fait tomber le filet de métal liquide dans un jet gazeux qui lui est perpendiculaire.

L'aluminium, le zinc, le plomb, l'étain se prêtent bien à l'atomisation.

d. Condensation de vapeurs métalliques. — Le zinc constitue un exemple typique. Dans la réduction de l'oxyde de zinc par le carbone, la vapeur de métal se condense en une poudre fine si la concentration en CO_2 est soigneusement réglée de façon à enrober les grains d'une pellicule d'oxyde qui les empêche de s'agglomérer. On peut obtenir des poudres peu oxydées beaucoup plus fines que par atomisation.

e. Condensation de métaux carbonyles. — Le fer et le nickel élaborés par cette méthode, extrêmement purs, sont surtout employés à la fabrication de matériaux magnétiques (noyaux, aimants). Les vapeurs carbonyles (combinaisons métal + CO) sont amenées dans des chambres contenant une fine poussière de métaux carbonyles correspondants, où elles se dissocient en CO et en métal qui se dépose en couches successives sur chaque germe : les grains sont sphériques, avec une structure d'oignon (*fig.* 1). Cette forme particulière est favorable au pressage.

C. Méthodes chimiques. — *a. Réduction d'oxydes.* — La réduction se fait le plus souvent par l'hydrogène dans un four à fonctionnement continu. Exemples : tungstène, molybdène, cuivre, nickel, cobalt. Les grains de métal ont en général un contour déchiqueté et une structure spongieuse qui les rendent aptes au moulage. Leur finesse dépend de la granulométrie de l'oxyde initial, de la température et de la durée de la réduction, de l'humidité, de l'atmosphère réductrice, etc.

b. Précipitation chimique. — Suivant leur position dans l'échelle des potentiels électrochimiques, un métal peut être précipité d'une de ses solutions par un autre métal : l'étain par le zinc, l'argent par le zinc ou le cuivre.

c. Électrolyse. — Par dépôt électrolytique, on peut obtenir à l'état pulvérulent du cuivre, du zinc, du cadmium, du fer, de l'argent, de l'étain, de l'antimoine. Le béryllium en poudre, de plus en plus demandé, est préparé par électrolyse ignée de sels fusibles.

Pour avoir un dépôt peu adhérent et spongieux, il est essentiel de travailler avec une densité de courant élevée et de détacher le métal à intervalles réguliers pour l'empêcher de s'agglomérer. Les bains sont en général fortement acides et peu concentrés. On règle la finesse et l'uniformité de la poudre en agissant sur la composition et la température du bain, sur la circulation de l'électrolyte, sur la nature des agents d'addition.

Les poudres ont une structure dentritique favorable au pressage. On augmente leur densité apparente par chauffage dans une atmosphère inerte ou réductrice.

D. Méthodes spéciales. — Il est possible, dans certaines conditions, d'obtenir des alliages en poudres par frittage d'un mélange de constituants. La température doit être assez basse pour que l'alliage ne se prenne pas en masse tout en ayant subi une diffusion satisfaisante dans un temps acceptable. On prépare ainsi des bronzes pas trop riches en étain, du cuivre phosphoreux, des bronzes au phosphore, des laitons.

Enfin, on obtient des catalyseurs métalliques fins et actifs en formant un alliage avec un autre métal facile à éliminer. Exemples : nickel avec aluminium, amalgames.

E. CONTRÔLE DES POUDRES. — Quelle que soit la provenance, une poudre doit être contrôlée avant d'être utilisée : les propriétés des produits finis dépendent, en effet, étroitement de celles des matières premières.

La pureté est la condition essentielle pour obtenir des pièces finies ductiles et malléables. Comme on l'a dit précédemment, elle est généralement supérieure à 99 %, et pour le tungstène, on atteint même 99,99 %.

Une autre caractéristique importante est la compressibilité qui est fonction de la dureté des grains, de leurs formes et de leur structure individuelle, de la densité apparente, de la granulométrie : les deux derniers facteurs jouent un rôle prépondérant dans la pratique.

La densité apparente, liée à la vitesse d'écoulement de la poudre, conditionne la hauteur des moules et leur remplissage automatique dans les productions en série. Elle peut varier de 1 à 5 pour le cuivre.

La composition granulométrique d'une poudre, c'est-à-dire la répartition des grains en différentes grosseurs, peut être établie par de nombreux procédés : tamisage, dénombrement au microscope, sédimentation, lévigation, turbidimétrie, etc. La sédimentation convient en général aux particules fines échappant au tamisage.

Nous avons mis au point et construit des pipettes spéciales et une balance à enregistrement automatique qui rendent les analyses par sédimentation commodes et fidèles [5 *b*].

5. **Idées sur le frittage.**

La métallurgie ordinaire nous a habitués à l'idée que la fusion était nécessaire à l'élaboration des alliages. Un préjugé analogue sévissait chez les chimistes sous la forme d'un adage latin qui proclamait que les corps ne pouvaient réagir entre eux qu'en solution. C'était méconnaître les réactions à l'état solide qui régissent pourtant toute la métallurgie des poudres : c'est elles qui entrent en jeu pendant le frittage pour provoquer la formation des alliages. Il n'existe pas une théorie du frittage, mais plutôt diverses interprétations qui se ressentent souvent de la formation de leurs auteurs. L'important est de se faire une idée raisonnable de la cohésion des masses pulvérulentes pressées produite par la concrétion.

Si l'on applique l'une sur l'autre deux surfaces de nickel, par exemple, parfaitement planes et propres, elles s'attirent en principe avec une force égale à la cohésion existant sur une surface idéale située dans la masse du métal. Mais ces forces d'attraction de nature atomique ne se manifestent que si les deux surfaces sont planes à l'échelle atomique comme le montrent des calculs que nous ne rappellerons pas ici. Il n'en est pas ainsi dans la réalité, et particulièrement dans le cas d'une masse de poudre. Les grains qui ont des formes quelconques ne se touchent qu'en un nombre restreint de points. D'autre part, les surfaces en contact sont toujours recouvertes de films étrangers (oxydes, gaz, etc.). Il en résulte que la cohésion d'un tel amas est de loin inférieure à sa valeur idéale.

La métallurgie des poudres met justement en œuvre des facteurs qui tendent à éliminer, ou du moins à réduire, les causes s'opposant au contact intime des particules. Les plus importantes sont la pression et la température.

Par la pression, on amène les grains à se déformer et à s'adapter les uns sur les autres, élargissant leurs aires de contact. Le long de celles-ci, les couches d'oxydes ou de gaz peuvent être disloquées par frottement en mettant le métal à vif. En principe, la porosité diminue à mesure que la pression augmente. Mais il se présente des restrictions : dans l'amas de poudre existent des *arches* solides formées de particules arc-boutées et qu'il est souvent difficile de détruire par pressage. On y parvient plus aisément en faisant vibrer le moule. S'il y a des grains fins, ils peuvent s'infiltrer dans les arches pour les combler. Il ne faut pas croire non plus qu'il est forcément avantageux d'employer de très grandes pressions pour obtenir une faible porosité. La densité diminue au frittage dans le cas d'un cuivre très fin moulé sous 30 t : cm^2 : on explique cette anomalie par la dilatation thermique des gaz occlus qui ne peuvent s'échapper en raison de la compacité extrême de la masse.

La température tend également à accroître l'intimité du contact entre grains : la plasticité augmentant avec la température, il se produit des mouvements de la matière le long des grains qui entourent un pore, dans un sens tel que les aires de contact tendent à s'élargir et le vide à se réduire. Le comportement réel des phénomènes diffère probablement de cette conception imagée, mais elle n'est pas incohérente *a priori* et elle donne un moyen commode de se représenter les choses.

Un autre facteur favorable est la présence, dans la plupart des cas, d'un gaz réducteur dans l'enceinte de frittage : l'hydrogène, par exemple, élimine les couches d'oxydes et d'autres impuretés telles que le carbone, le soufre, le phosphore.

Enfin, la finesse de la poudre joue un rôle capital puisqu'elle conditionne la surface totale de contact.

Telle est, réduite à l'essentiel, une manière simple d'exposer l'influence des principaux facteurs qui tendent à accroître la densité et la résistance mécanique des pièces concrétées.

Une théorie plus complète devrait tenir compte d'autres phénomènes : diffusion, c'est-à-dire échanges d'atomes sur la surface des particules ou en profondeur; recristallisation en certaines zones de contact tendant à modifier la texture par la formation de nouveaux cristaux aux dépens d'anciens.

On vient de considérer pour ainsi dire le frittage pur, celui qui a lieu en l'absence de toute phase liquide. Quand il y a fusion d'un constituant (toujours secondaire), il faut distinguer s'il y a réaction ou non entre solide et liquide. Le système tungstène-cuivre rentre dans la seconde catégorie : les deux constituants forment deux ossatures qui s'interpénètrent. Un exemple de la première catégorie concerne les alliages lourds (tungstène-nickel-cuivre) : il en sera parlé à l'alinéa correspondant.

Il n'existe pas à l'heure actuelle de synthèse susceptible d'expliquer toutes les particularités du frittage : cela tient à la pénurie d'informations expérimentales et surtout théoriques sur la métallurgie des poudres.

SECONDE PARTIE.

Quelques contributions C. S. F.

Au Laboratoire de Chimie générale et Métallurgie C. S. F., on s'est consacré depuis quelques années à l'étude de la métallurgie des poudres. Une section de chimie effectue la préparation et la purification des poudres, les analyses chimiques, les mesures granulométriques. A la section de métallurgie incombent la transformation des poudres par les techniques métallocéramiques (moulage, frittage, martelage, laminage, tréfilage), l'étude des alliages par la radiocristallographie, la métallographie, les mesures physiques et mécaniques. Sur la figure 2 on voit en partie une salle de métallurgie des poudres : n'y sont pas représentés : la presse, les gros moules pour barreaux, les marteleuses, la cloche de frittage, les bancs d'étirage à tambours, les machines de rectification de filières.

Un problème délicat, qui se pose souvent est



Fig. 2. — Une salle de métallurgie des poudres.

celui des moules; il n'est pas rare que plusieurs exemplaires soient nécessaires à la réalisation d'une seule pièce de forme. Certains modèles employés au laboratoire sont représentés sur la figure 3.

Un autre problème important est la construction de fours de capacité suffisante, pouvant travailler à des températures élevées en atmosphère spéciale ou même sous vide, enfin se prêtant le cas échéant, à un fonctionnement automatique.

C'est dire que la métallurgie des poudres n'est pas aussi simple que sa définition pourrait le faire croire. Nous avons eu l'occasion d'en faire l'expérience au cours de nos travaux. Ceux-ci sont : les

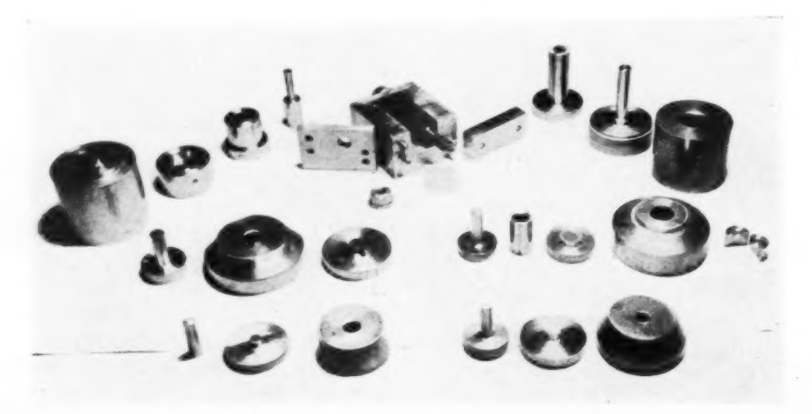


Fig. 3. — Quelques modèles de moules.

uns d'ordre technique, les autres de caractère général. Il ne saurait être question d'en dresser un tableau complet et détaillé. Les quelques exemples qu'on va passer en revue serviront simplement à donner une idée des recherches du Laboratoire et à illustrer les principes généraux rappelés dans la première Partie.

1. **Pseudo-alliages réfractaires.**

Les pseudo-alliages réfractaires résultent de l'association d'un métal réfractaire (tungstène, molybdène) avec un métal tel que le cuivre ou l'argent. Ils ne peuvent être préparés que par métallurgie des poudres, par suite de l'inaptitude des deux constituants à former un véritable alliage.

On ne rappellera ici que les résultats relatifs aux cuprotungstènes qui sont très employés dans la fabrication des contacts électriques et des électrodes de soudeuses. Leur grand intérêt vient de ce qu'ils réunissent les caractéristiques individuelles des deux composants : d'une part, la grande conductibilité électrique et thermique du cuivre, de l'autre, la dureté, la grande densité et le point de fusion élevé du tungstène.

On a étudié quatre alliages à 20 % de cuivre, ce dernier étant du métal réduit tamisé 300. Le tungstène diffère par sa granulométrie d'une catégorie à l'autre. Les alliages seront désignés par A, B, C, D. Le tungstène de A, obtenu par réduction de WO_3 pur, est très fin : 8 % de 0 à 1 μ, 28 % de 1 à 2 μ, 44 % de 2 à 3 μ, 20 % de 3 à 4 μ. Le tungstène de B, C, D s'obtient par broyage de déchets frittés, puis tamisage en trois grosseurs :

B : tamisé 100/200;
C : tamisé 200/300;
D : tamisé < 300.

Les échantillons sont des disques de 1 cm^2 de section moulés sous 2, 6, 10 et 14 t : cm^2.

On leur fait subir un préfrittage de 950° C; puis ils sont frittés les uns à 1 150° C pendant 1 h, les autres à 1 500° C pendant 30 mn. Ces traitements s'opèrent dans l'hydrogène.

On a étudié la densité, la dureté, le retrait et la structure des alliages. Pour ne pas allonger l'exposé, on ne s'occupera que des deux premières propriétés dont on montrera les variations avec la température de frittage, la pression et la finesse du tungstène.

Les résultats sont rassemblés dans les tableaux I et II.

TABLEAU I. — *Densité.*

Pression (t : cm²).	1 heure à 950° C.				1 heure à 1150° C.				1/2 heure à 1500° C.			
	A.	B.	C.	D.	A.	B.	C.	D.	A.	B.	C.	D.
2.......	10,4	11,4	11,3	10,5	10,5	12,1	12,3	11,6	11,1	13,5	–	13,7
6.......	11,4	12,4	12,3	11,7	11,6	12,8	12,9	12,5	12,0	13,9	–	13,9
10.......	12,3	13,1	13,0	12,6	12,4	13,5	13,5	13,1	12,6	14,1	–	13,8
14.......	12,8	13,6	13,6	13,0	13,0	13,8	13,8	13,5	12,9	14,2	–	14,0

N. B. — Les densités des échantillons crus sont pratiquement égales à celles des échantillons frittés 1 heure à 950° C.

TABLEAU II. — *Dureté Brinell.*

Pression (t : cm²).	1 heure à 950° C.				1 heure à 1150° C.				1/2 heure à 1500° C.			
	A.	B.	C.	D.	A.	B.	C.	D.	A.	B.	C.	D.
2.......	48	49	41	32	45	70	82	76	58	130	–	150
6.......	68	78	80	57	68	92	99	112	76	153	–	158
10.......	112	113	105	80	88	112	143	134	95	168	–	155
14.......	123	163	161	116	112	159	162	155	110	178	–	150

Repressage des échantillons. — En repressant à froid les échantillons, on augmente la densité et la dureté. On ne rappellera que quelques résultats à titre indicatif. (Tableau III.)

Tableau III. — *Dureté Brinell d'échantillons frittés 1 heure à 1150° C et repressés.*

Pression de moulage (t : cm²).	Repressage à 15 t : cm².							
	Sans recuit.				Avec recuit de 15 mn à 950° C.			
	A.	B.	C.	D.	A.	B.	C.	D.
2	203	234	216	187	179	205	204	174
6	225	237	209	195	197	212	203	177
10	201	232	230	197	193	211	213	184
14	212	244	230	199	199	214	215	195

De l'examen des quelques données précédentes, il résulte que pour obtenir des cupro-tungstènes doués de propriétés élevées, il importe de bien choisir la granulométrie du tungstène employé. Dans le cas actuel, les deux meilleurs alliages sont B et C, c'est-à-dire ceux préparés avec du tungstène à grains moyens ou gros.

Diverses pièces en cupro-tungstène à 20 % Cu sont représentées sur les figures 4, 5 et 6.

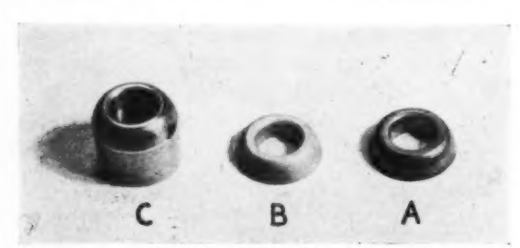


Fig. 4. — Anneau en cupro-tungstène 20 % Cu). A, anneau brut de moulage; B, anneau fritté; C, pièce femelle de disjoncteur finie.



Fig. 5. — Pièces de contacts électriques en cupro-tungstène (20 % Cu).

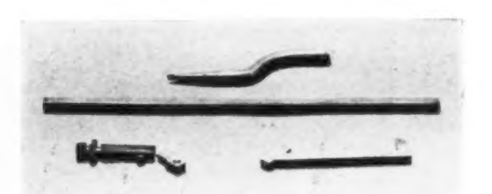


Fig. 6. — Électrode de sondeuse, barreau, pièces usinées en cupro-tungstène (20 % Cu).

2. Alliages lourds.

Les alliages dits *lourds* sont formés de tungstène (généralement plus de 90 %), de nickel et de cuivre; ils sont ainsi appelés parce que, par le seul effet de la concrétion, sans autres traitements mécaniques, on peut atteindre la densité théorique.

L'hypothèse généralement admise au sujet de leur formation est la suivante : pendant le frittage, qui a lieu au-dessus du point de fusion de la solution solide nickel-cuivre, les grains fins de tungstène se dissolvent dans cette dernière pour se reprécipiter ensuite sous forme de gros cristaux autour de germes existants : il en résulte une structure très compacte et très dense.

Les alliages lourds s'usinent aisément et peuvent prendre un beau poli. On s'en sert comme matériaux de protection contre les rayons X et le radium, comme contrepoids pour amortir les vibrations, dans la fabrication de contacts électriques.

Nous avons étudié un alliage lourd ayant la composition

W..............	93 %
Ni..............	5
Cu..............	2

Les matières premières proviennent de la réduction d'oxydes purs.

Les échantillons sont des disques de 1 cm² de section moulés sous 2, 6, 10 et 14 t : cm².

Ils subissent un préfrittage à 950° C pendant 1 h. Puis on les fritte pendant 1 h aux températures suivantes : 1 000, 1 200, 1 250, 1 315, 1 350, 1 400, 1 450 et 1 500° C. Chaque traitement thermique terminé, les échantillons sont aussitôt amenés dans la zone froide du four.

Les courbes des figures 7, 8 et 9 représentent respectivement les variations de la densité, de la dureté et du retrait moyen en fonction de la température de frittage et de la pression de moulage.

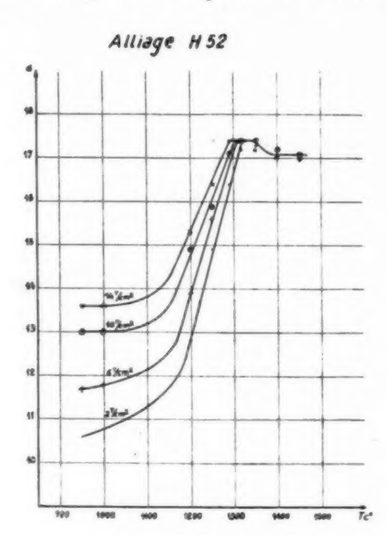


Fig. 7. — Courbes de densité.

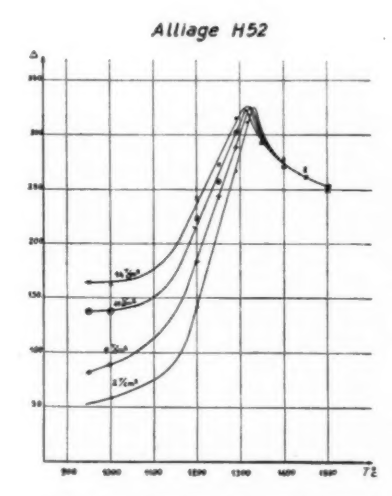


Fig. 8. — Courbes de dureté Brinell.

On remarque que ces trois réseaux de courbes ont la même allure générale :

a. montée lente jusque vers 1 150° C;
b. montée rapide à partir de cette température;
c. maximum entre 1 300 et 1 350° C;
d. décroissance assez progressive après le maximum.

La concrétion insensible en *a*, s'accélère en *b*, quand la température devient suffisamment élevée. En *c*, l'alliage est formé, après quoi il y a grossissement notable des cristaux.

Remarques. — *a.* La densité croît avec la pression pour une température donnée. Le maximum (17,3 environ) est le même à toutes les pressions. Il est atteint à une température d'autant plus élevée que la pression est plus faible.

b. Les observations précédentes s'appliquent entièrement à la dureté, à ceci près que la zone de température correspondant au maximum à différentes

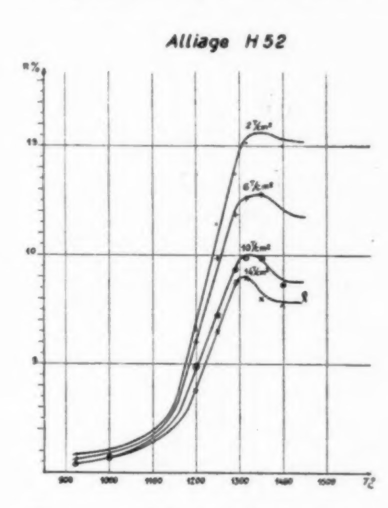


Fig. 9. — Courbes de retraits moyens.

pressions est plus étroite que pour la densité (approximativement entre 1 305 et 1 335° C). L'obtention de la dureté maxima (environ 350 Brinell) est donc plus critique par rapport à la température.

c. Le retrait moyen diminue quand la pression augmente. La valeur maxima de 15,6 % correspond à 2 t : cm² et 1 350° C. L'influence de la pression sur la grandeur du maximum est très accentuée.

d. Le grossissement rapide des cristaux à partir d'une certaine température de frittage est mis en évidence d'une manière frappante sur les micrographies des figures 10, 11 et 12. On notera la texture compacte à gros cristaux arrondis de la figure 12; sur le cliché 512 (échantillon pressé à 14 t : cm²), les grains sont jointifs, tandis qu'ils laissent voir entre eux le liant Ni-Cu-W sur le cliché 76 (échantillon pressé à 2 t : cm²).

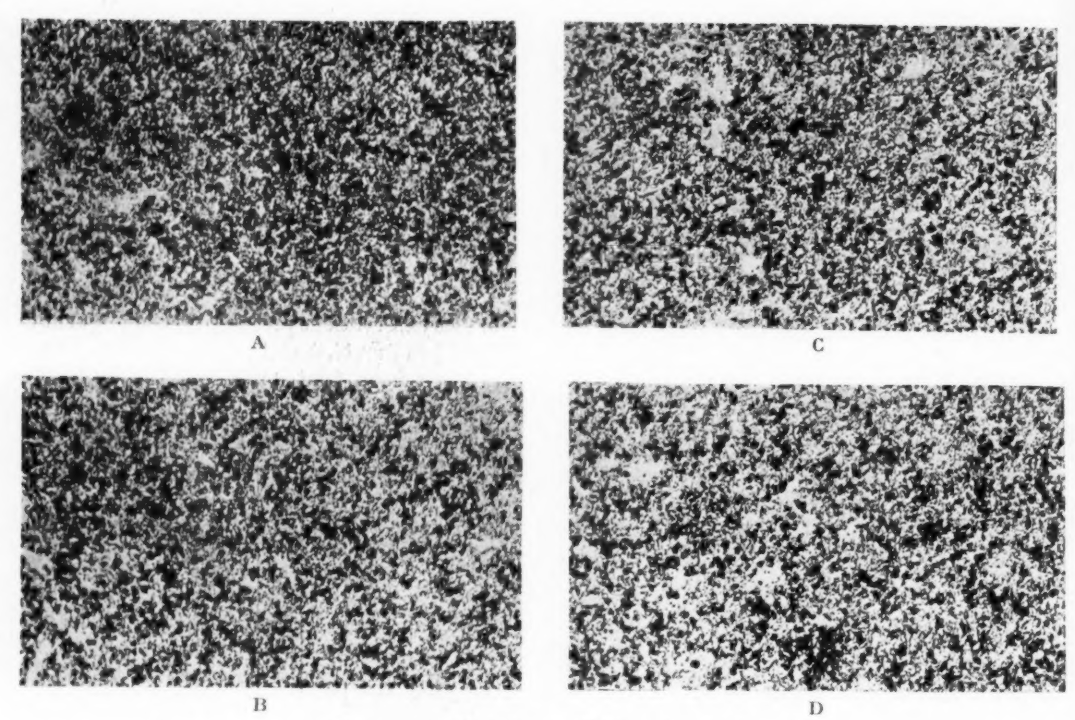


Fig. 10. — Alliage lourd : Frittage à 1250° C.
A 565-2 t/cm², B 566-6 t/cm²; C 567-10 t/cm², D 568-14 t/cm².

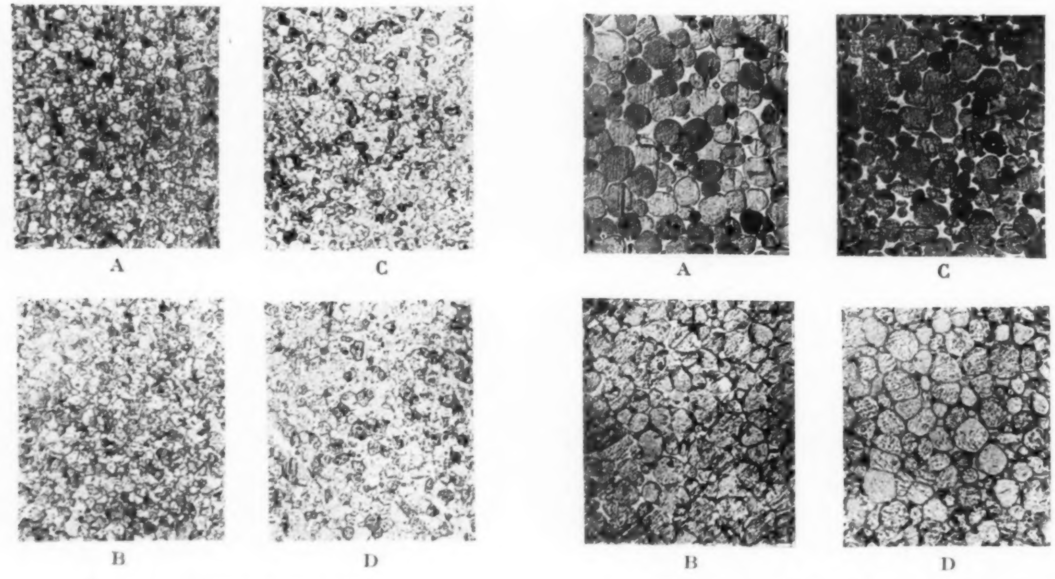


Fig. 11. — Alliage lourd : G × 100.
Frittage à 1350° C.
A 573-2 t/cm², B 574-6 t/cm²;
C 538-10 t/cm², D 575-14 t/cm².

Fig. 12. — Alliage lourd : G × 100.
Frittage à 1450° C.
A 576-2 t/cm², B 510-6 t/cm²;
C 511-10 t/cm², D 512-14 t/cm².

3. Nickels.

Le nickel préparé par métallurgie des poudres, en raison de sa haute pureté, constitue un matériau de choix pour l'industrie des tubes à vide. Il est employé en fils, en bandes, en tubes, pour faire des cathodes ou des plaques de lampes.

Parmi d'autres applications, on peut citer le plaquage de l'acier et la fabrication de filtres de porosité donnée pour lessives alcalines.

Les poudres de nickel les plus souvent employées s'obtiennent par décomposition du métal carbonyle (nickel Mond), par réduction d'un oxyde ou par électrolyse.

Nos expériences ont eu surtout pour but d'élaborer des nickels pour cathodes à oxydes, dont l'émission électronique dépend beaucoup de la nature du métal support. Nous avons utilisé exclusivement du nickel réduit provenant soit de sphérules de nickel Mond, soit de déchets de nickel employé dans les constructions radioélectriques, ces matières premières étant transformées en oxyde par des traitements chimiques bien connus.

Les poudres, tamisées 300, sont moulées en barreaux de 220 × 6 × 6 mm sous 3 t : cm², concrétées en cloche ou au four à hydrogène (sans jamais dépasser 1 200° C), puis martelés et tréfilés.

Certains échantillons contenaient 0,4 % de titane ajouté sous forme d'hydrure. On sait que le titane, comme l'aluminium et le magnésium, augmente notablement l'émission électronique du nickel. Mais il est difficile d'incorporer le titane sous forme métallique à cause de sa grande oxydabilité. Quand on emploie l'hydrure, celui-ci se décompose vers 450° C en titane qui se combine au nickel et en hydrogène naissant qui réduit les dernières traces d'oxyde.

Dans un premier travail, on a étudié le recuit de divers échantillons en utilisant des essais de traction avec un appareil Chévenard; on a déterminé la charge de rupture R (en kg : mm²) et l'allongement A (en %) de fils de 0,4 mm de diamètre, recuits pendant 15 mn à différentes températures *t*. Les résultats sont représentés par les courbes de la figure 13. La zone de recuit correspond soit à la chute brusque de R, soit à l'ascension abrupte de A en fonction de *t*. Le terme de comparaison est un très bon nickel fondu du commerce adopté dans les constructions radioélectriques. L'examen des courbes donne lieu aux remarques suivantes :

a. La charge de rupture R des fils frittés est légèrement inférieure à celle du nickel massif.

b. La température de recuit (point d'inflexion de la bande descendante des courbes (*fig.* 14) des nickels frittés est inférieure à celle du nickel fondu.

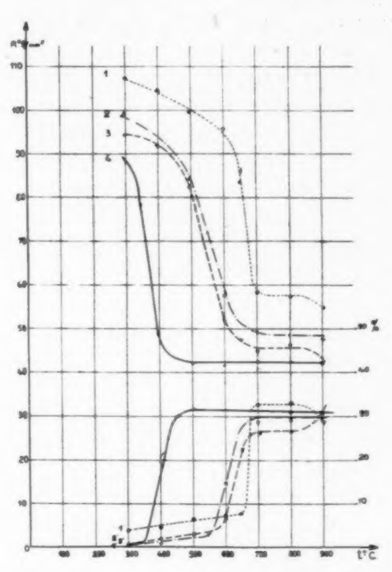


Fig. 13. — Courbes de recuit de différents nickels : 1, 1', nickel pur fondu de commerce; 2, 2', nickel fritté; 3, 3', nickel fritté; 4, 4', nickel Mond fritté.

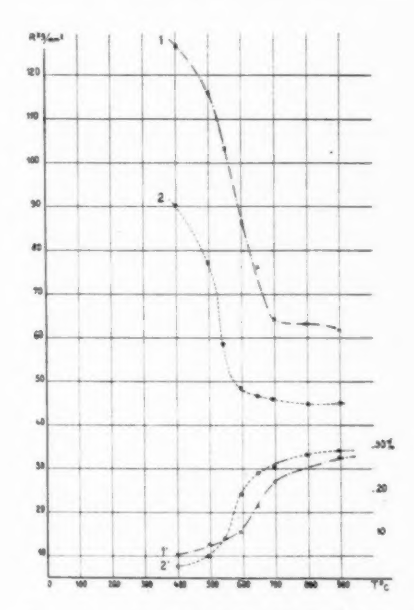


Fig. 14. — Courbes de recuit de nickels : 1, nickel massif ordinaire; 2, nickel fritté obtenu à partir de 1.

Celle du nickel Mond concrété, très pur, est particulièrement basse et se situe vers 350° C. Par des

mesures de dureté, Fetz a observé la même particularité.

c. L'allongement A est maximum pour le nickel Mond (30 % environ).

Le fait que le nickel Mond se recuit à une température exceptionnellement basse mérite de retenir l'attention; on se demande si cette particularité est due à la grande pureté du métal ou à son état fritté. L'expérience suivante semble montrer que la seconde hypothèse ne doit pas être rejetée *a priori*. Sur la figure 14, les courbes de recuit d'un nickel ordinaire du commerce et du nickel fritté obtenu à partir du précédent par traitements chimiques au moyen de réactifs très purs. L'analyse a donné, aux erreurs près, la même composition pour les deux échantillons. Or, l'on constate que la température de recuit du métal fritté est inférieure à celle du métal massif. La remarque précédente sera élucidée par d'autres travaux plus poussés.

Des recherches préliminaires sur l'émission électronique ont conduit aux conclusions suivantes :

a. Le nickel Mond, très pur, produit une émission très faible.

b. Le nickel récupéré à partir de déchets contenant du magnésium, est notablement plus efficace au point de vue émission.

D'autres études sont en cours au sujet des nickels additionnés de titane, de zirconium, etc.

4. Cupro-nickels.

Les cupro-nickels, qui forment une série continue de solutions solides, sont un exemple de choix pour l'étude de l'interdiffusion des poudres métalliques. On n'y fait allusion ici que pour mémoire; on a déjà exposé [5 *a*] des résultats obtenus en appliquant l'analyse cristallographique de précision à l'étude du frittage de ces alliages, savoir :

a. Variation du paramètre cristallin en fonction de la teneur en nickel, avec mise en évidence d'une contraction d'environ 0,13 % de la maille pour 33 % de nickel : résultats analogues à ceux concernant les alliages fondus.

b. Influence très nette de la granulométrie des poudres sur la vitesse de diffusion.

c. Influence du temps sur le frittage à une température donnée.

5. Aimants permanents frittés.

En 1931, Mishima trouva que l'alliage fer-nickel-aluminium avait une force coercitive deux fois plus grande que celle du fameux acier à 35 % de Co de Honda. Cette composition fut modifiée quelques années plus tard par addition de cobalt et de cuivre et ainsi naquirent les alliages pour aimants permanents devenus populaires sous le nom d'*Alnicos*.

L'étude de ces matériaux a réalisé de remarquables progrès durant ces dernières années. Il faut citer en premier lieu la réalisation d'aimants à haute énergie par traitement thermique sous l'action d'un champ magnétique; on obtient ainsi des aimants anisotropes dans lesquels les propriétés magnétiques sont fortement accrues dans la direction du champ appliqué. Le produit $(BH)_{max}$ atteint 3,5 à $3{,}8.10^6$ gauss-œrsteds pour le *Ticonal* et l'*Alcomax*, et 4,3 à $5{,}7.10^6$ gauss-œrsteds pour l'*Alcomax II*, le *Ticonal G* et l'*Alnico V*.

On a appliqué le frittage à l'élaboration d'un certain nombre de ces alliages : Alnico, Hycomax, Alcomax, Alni 90, Alni 120, etc. La métallurgie des poudres offre dans le cas actuel d'incontestables avantages. Les alliages préparés par fusion et coulée ont une structure grossière qui les rend très fragiles, donc impossibles à usiner et difficiles à meuler; frittés, ils ont des grains fins et uniformes qui leur confèrent une solidité bien supérieure et les rend aptes à subir les opérations de finissage. Ces qualités sont particulièrement intéressantes dans le cas de tout petits aimants de formes souvent compliquées de plus en plus employés dans les industries téléphoniques et radioélectriques : ces pièces menues sont difficiles à couler sans défauts et avec des cotes exactes. Par pressage de poudres et frittage, on produit en série des aimants sains de composition constante et homogène qui ne nécessitent qu'un léger meulage pour être amenés aux dimensions finales, et dont la texture fine et uniforme est favorable à la répartition du flux magnétique. Leurs propriétés magnétiques sont équivalentes à celles des aimants coulés.

Mais l'opération du frittage est rendue délicate par la présence de l'aluminium, métal extrêmement oxydable. L'alumine formée, non réduite par l'hydrogène à la température de travail, empêche l'interdiffusion des constituants. On est obligé d'ajouter l'aluminium sous la forme d'un alliage de 50 % Al + 50 % Fe facile à pulvériser.

Nos expériences ont porté sur des alliages ayant la composition

Al.............	10 %
Ni.............	25
Fe.............	65

On a obtenu le préalliage Al-Fe par fusion sous hydrogène dans un creuset d'alumine chauffé en

haute fréquence, d'un mélange d'aluminium pur solide et de fer carbonyle : l'analyse chimique lui a attribué la composition 56,6 % Fe + 43,4 % Al; le nickel employé est également du métal carbonyle Les poudres tamisées 300, sont intimement mélangées dans un flacon à billes avec une certaine teneur en hydrure de titane. L'hydrogène naissant produit par la dissociation thermique de ce dernier aide à

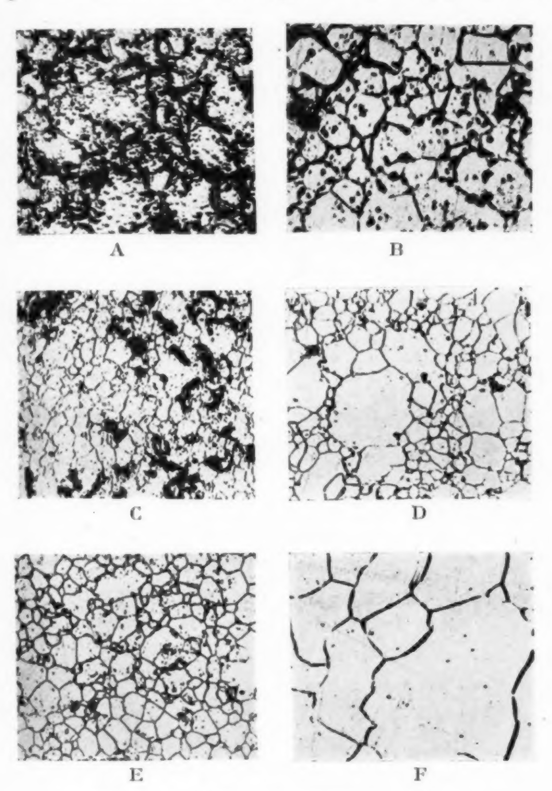


Fig. 15. — Aimants permanents frittés : A, B, C, échantillons contenant des inclusions d'alumine; D, pas d'inclusions, mais cristallisation irrégulière; E, bon alliage fritté; F, alliage fondu de même composition que E.

réduire les traces d'alumine. On a observé les meilleurs résultats avec 1 % d'hydrure.

Les éprouvettes en forme de plaquettes de 100 × 20 × 5 mm sont posées sur un lit d'alumine dans une nacelle de fer et concrétées dans un four à hydrogène entre 1 200 et 1 350° C, pendant 2 à 20 h. Un facteur capital est la pureté de l'hydrogène dont il importe d'éliminer complètement l'oxygène. L'emploi d'un épurateur ordinaire est insuffisant. Sur la figure 15, on voit en A, B, C des échantillons renfermant de moins en moins d'inclusions à mesure que la teneur en oxygène diminue. La micrographie D correspond à un alliage sain, mais avec une cristallisation irrégulière; le cliché E concerne un bon échantillon à structure fine et régulière. Enfin, F est relatif à l'alliage E fondu; on remarquera la taille énorme des cristaux.

L'élaboration des échantillons D et E a nécessité la présence autour des éprouvettes d'une poudre jouant le rôle de getter vis-à-vis de l'oxygène, malgré une purification soignée de l'hydrogène.

On a désiré, par ce bref rappel d'exemples personnels, mettre en lumière le rôle important de l'atmosphère du four dans certaines opérations de frittage.

6. **Alliages soudant aux verres.**

L'industrie des tubes à vide consomme en quantité croissante des alliages soudant aux verres, dont les plus connus sont le fernico (fer-nickel-cobalt) et la platinite (ferro-nickel). Le premier convient aux verres durs, genre borosilicates, ayant un coefficient de dilatation α d'environ 50.10^{-7}, la seconde aux verres genre cristal (α de l'ordre de 100.10^{-7}). Ces alliages spéciaux doivent avoir un coefficient de dilatation bien accordé à celui des verres correspondants pour éviter que les soudures ne fêlent sous l'action de tensions internes. Ils doivent aussi être étanches au vide.

On les élabore jusqu'à présent par fusion, selon les techniques de la métallurgie ordinaire.

Mais il est avantageux de les préparer par métallurgie des poudres [5 *c*, 6]. Leur composition, donc leur coefficient de dilatation, peut, en effet, être aisément maintenue constante ou modifiée d'une manière précise suivant le verre utilisé. L'alliage obtenu est de pureté élevée, les oxydes, le sulfures, le carbone ayant été éliminés par l'atmosphère réductrice pendant le frittage; il convient donc particulièrement à la construction des tubes à vide dans lesquels les dégagements gazeux doivent être évités. Enfin, la soudure à l'arc ou le brasage de pièces en alliage concrété pur donnent des assemblages robustes et sains.

Les alliages couramment employés ont pour composition :

(1)	Fe........	54%
	Ni........	29
	Co........	17
(2)	Fe........	51
	Ni........	49

Dans les deux cas, les constituants, en proportions correctes et d'une finesse bien choisie, sont intimement mélangés dans une jarre à billes. Le mélange

est ensuite moulé sous pression (3 à 5 t : cm²). Un lingot de composition (1) concrété vers 1 250° C pendant quelques heures dans l'hydrogène sec purifié peut être martelé, laminé ou tréfilé. Les

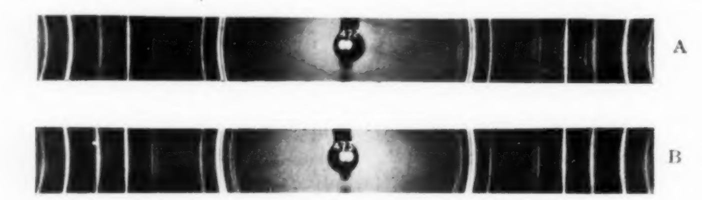


Fig. 16. — Alliage Fe-Ni-Co soudant aux verres durs.
A, alliage fondu du commerce; B, alliage fritté correspondant.

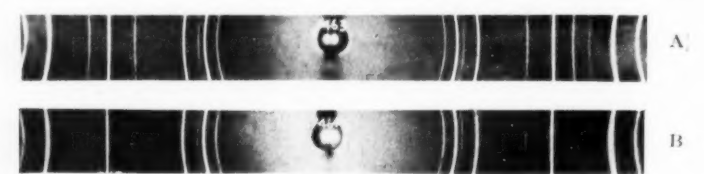


Fig. 17. — Ferronickel soudant au cristal.
A, alliage fondu du commerce; B, alliage fritté correspondant.

bandes ou tiges obtenues, après recuit, se soudent aux mêmes verres que l'alliage massif correspondant

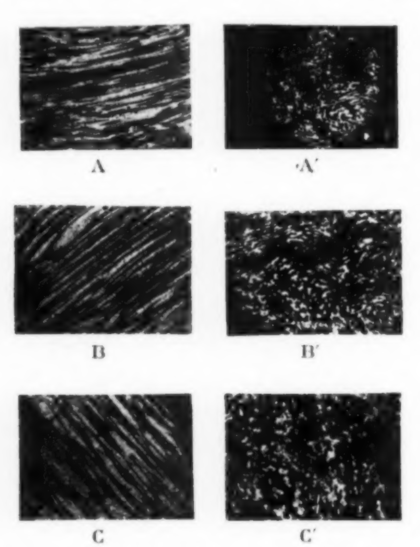


Fig. 18. — Alliage Fe-Ni-Co soudant aux verres.
A, B, C, coupes longitudinales de fils de diamètres 1, 2 et 3 mm; A′, B′, C′, coupes transversales des mêmes.

en donnant la teinte grise caractéristique recherchée par les verriers.

Les alliages frittés ont la même structure cristalline que leurs correspondants fondus, comme le montrent les diagrammes Debye-Scherrer des figures 16 et 17.

Les fils bruts de tréfilage ont une texture très nettement fibreuse (*fig.* 18) qui se conserve en partie après un recuit dans l'hydrogène à 900° C pendant 2 h.

Sur la figure 19 sont représentés des enrobages verre-métal fritté, étanches au vide.

Outre les avantages mentionnés plus haut, la métallurgie des poudres peut en revendiquer d'autres

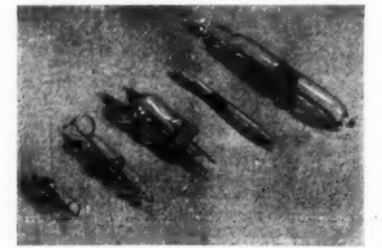


Fig. 19. — Enrobages verre-métal sur pièces frittées en alliages Fe-Ni-Co et Fe-Ni.

d'ordre pratique. On sait que le tonnage d'alliages spéciaux consommé dans un laboratoire toujours assez faible, intéresse peu les grands établissements métallurgiques accoutumés à des productions massives. Il en résulte des difficultés de livraison et parfois des difficultés techniques dues à la constance insuffisante des caractéristiques de l'alliage. La situation se complique lorsque l'adoption d'un nouveau verre nécessite une modification de la composition métallique. La métallurgie des poudres

s'accommode au contraire d'une production en petite quantité et elle permet, grâce à la souplesse de ses techniques, de réaliser aisément une gamme étendue de propriétés.

7. Cathodes frittées pour tubes électroniques.

Sous sa forme courante, une cathode à oxydes est un support de nickel recouvert d'un revêtement générateur d'électrons, le plus souvent un oxyde mixte provenant de la dissociation thermique sous vide du carbonate de baryum-strontium. L'enduit émissif est généralement peu adhérent et fragile, surtout avec certaines formes de cathodes. Certains magnétrons travaillent en impulsions sous des tensions très élevées, ce qui augmente les risques d'arrachement de la couche d'oxyde.

La métallurgie des poudres permet de réaliser des cathodes exemptes des inconvénients précédents et avantageuses sous d'autres rapports. Différentes combinaisons sont possibles :

— cathodes à couche frittée rapportée;
— cathodes *monoblocs* poreuses ou pressées.

Cathodes à couches frittée rapportée. — Le support de nickel qui, dans l'ancienne cathode, était directement badigeonné de carbonate, est maintenant recouvert d'une couche frittée de poudre de nickel dont la porosité est fonction de la granulométrie, de la température et de la durée du frittage. Cette carapace une fois imprégnée de carbonate en suspension, on peut en polir la surface pour donner à la cathode un aspect émaillé (des ingénieurs de l'English Electric Valve C° LTD nous ont obligeamment montré de belles cathodes cylindriques préparées suivant ce principe).

Les avantages d'une telle cathode sont évidents :

— augmentation considérable de la surface émettrice;
— réserve notable du corps émissif solidement emmagasiné dans les pores de la couche frittée;

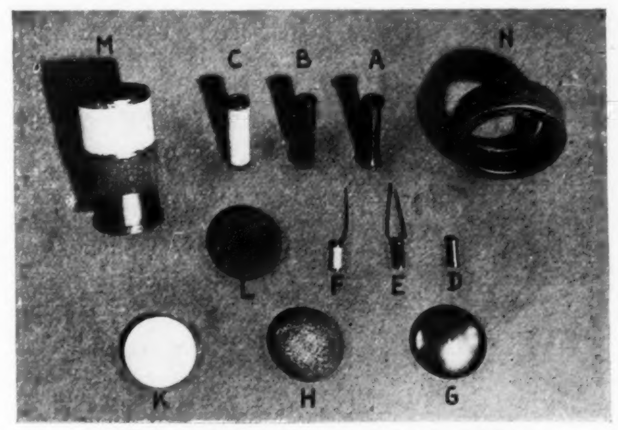


Fig. 20. — Cathodes à couche frittée rapportée.
A, B, C, D, E, F, G, H, K, les trois états de diverses cathodes; M, grosse cathode montrant les trois états; N, grosse cathode avec couronne frittée; L, couche frittée craquelée par suite d'une granulométrie incorrecte de la poudre.

— poli superficiel supprimant les risques de claquage et permettant d'avoir des cotes exactes;
— possibilité d'incorporer à la poudre de nickel certains activateurs favorables à l'émission électronique.

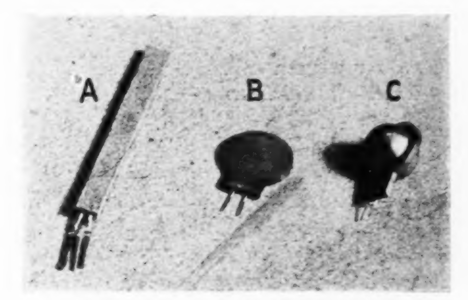


Fig. 21. — Cathodes frittées.
A, monobloc poreux; B, raquette monobloc pressée; C, monobloc pressé sphérique.

Le modèle à couche rapportée convient particulièrement à la construction de magnétrons : on

en voit plusieurs échantillons sur la figure 20 destinés à différents tubes.

Un autre cas intéressant est celui des cathodes d'oscillographes cathodiques. La surface émettrice est la base d'un cylindre de nickel de quelques millimètres de diamètre, et le carbonate n'y adhère pas toujours d'une manière satisfaisante : cet inconvénient disparaît grâce à un recouvrement fritté.

Cathodes « monoblocs ». — On désigne ainsi des cathodes frittées dans lesquelles le filament chauffant isolé est directement noyé dans la masse de poudre; cette disposition a pour but d'utiliser au mieux la puissance de chauffage.

Il y a lieu de distinguer deux variantes :

a. Monoblocs poreux. — La cathode, faiblement pressée et frittée, est poreuse dans toute sa masse, mais suffisamment concrétée pour avoir une bonne conductibilité thermique.

Aux avantages cités plus haut, il y a lieu d'ajouter les suivants qui résultent de l'absence de moulage sous pression :

— possibilité de réaliser les formes les plus variées de cathodes : sphères, coupelles, cylindre, parallélépipède (*fig.* 21 A);

— possibilité d'employer, quand l'alimentation du chauffage l'exige, des filaments spiralés de forme quelconque;

— économie d'un moule spécial, toujours onéreux.

b. Monoblocs pressés. — Le filament, doit être très bien isolé et avoir une configuration plane (épingle à cheveu, boucle); il est enrobé dans une masse de poudre que l'on soumet à une forte pression dans un moule. On obtient ainsi des cathodes plates, en forme de raquettes par exemple, très compactes, avec une surface lisse (*fig.* 21 B), qui peuvent être portées à une température très uniforme moyennant une puissance réduite. Une variante, avec adjonction de deux hémisphères, se voit sur la figure 21 C.

Il est également possible d'incorporer directement le carbonate émissif à la poudre métallique avant moulage, ce qui supprime le badigeonnage ultérieur toujours délicat sur une surface lisse.

BIBLIOGRAPHIE.

1. J. Wulff, *Powder Metallurgy* (*The American Society for Metals*, 1942).
2. D. O. Noël, J. D. Shawand et E. B. Gebert, *A. I. M. E.* (*Division of Metals*, 1938, p. 37).
3. G. J. Comstock, *A. I. M. E.* (*Division of Metals*, 1938, p. 57).
4. E. E. Schumacher et A. G. Souden, *The Bell System Technical Journal*, t. XXIII, n° 4, 1944, p. 421.
5. *a.* Nguyen Thien-Chi, *Ann. de Radioélectricité*, t. IV, n° 15, janvier 1949.
   b. Nguyen Thien-Chi, *Ann. de Radioélectricité*, t. III, n° 12, avril, 1948.
   c. Nguyen Thien-Chi, *C. R. Acad. Sc.*, t. 222, séance du 29 avril 1946, p. 1 046.
   d. Nguyen Thien-Chi, Demandes de brevets français n°s 511.210, 551.411 et 45.577.
6. E. E. Burger, *General Electric Review*, décembre 1946, p. 22.

CONNAISSANCES ACTUELLES SUR LA STRUCTURE DES VERRES MINÉRAUX

Par A. DANZIN,

Ancien Élève de l'École Polytechnique,
Chef du Laboratoire Verrerie Céramique au Département de Recherches Physico-chimiques
et d'Optique électronique de la Compagnie générale de T. S. F.

Sommaire. — *La recherche verrière s'est longtemps cantonnée dans un effort de classification de résultats empiriques. L'accumulation des connaissances, le perfectionnement des procédés d'élaboration et de mesure des propriétés, l'utilisation des méthodes statistiques ont conduit à la mise au point de la plupart des formules de composition chimique des verres modernes. Le guide du chimiste était alors la classification de Mendeleeff, inépuisable source d'inspirations.*

*Il restait toutefois à doter la recherche verrière de grandes idées générales s'appuyant sur une connaissance suffisante de la structure physico-chimique, seule possibilité de compréhension de cet aspect spécial de la matière que l'on appelle l'*état vitreux.

Le présent article est un essai de synthèse des travaux publiés sur la structure des verres minéraux au cours de ces dernières années.

En dehors des méthodes directes qui utilisent des moyens comme la diffraction des rayons X, classiques pour les études de structures, on peut classer les travaux sur la structure des verres en deux catégories :

— Ceux qui se préoccupent de relier certaines propriétés générales des verres (densité, viscosité, dilatation, indice de réfraction, absorption de la lumière, résistance aux agents chimiques, etc.) aux hypothèses de structure;
— Ceux qui concernent l'étude du domaine de transformation.

Avant de résumer ce que nous savons de ces recherches par les publications, il est utile de passer une revue critique des hypothèses en présence.

1. Différentes conceptions de la structure des verres.

1.1. *Le liquide surfondu de viscosité infinie.* — La conception de l'état vitreux comme celui d'un chaos comparable à celui de l'état liquide, correspondant à la formule de Tamman *du liquide surfondu de viscosité infinie*, est très grossière. Mais elle peut être complétée par des considérations sur les mouvements des atomes et des molécules autour de leurs positions moyennes en restant d'ailleurs dans la généralité des raisonnements de la théorie thermodynamique [1, 2].

1.2. *L'hypothèse du réseau.* — Zachariasen et ses successeurs [3] raisonnant par analogie avec la structure des silicates cristallisés, font jouer à certains ions petits, fortement électropositifs, d'indice de coordination 4 ou proche de 4, un rôle privilégié. Par exemple dans les verres silicates, les ions Si^{4+} sont aux centres de tétraèdres réguliers dont les oxygènes occupent les sommets. Ces tétraèdres sont identiques en dimensions aux tétraèdres SiO_4 des formes cristallisées (*fig.* 1). Mais ils sont assemblés entre eux sans loi géométrique de périodicité et d'une manière lâche en laissant des vides structuraux importants que d'autres ions comme Na^+, Ca^{++} viennent combler.

Il faut insister sur le fait que l'essentiel de cette théorie repose sur la distinction de deux modes de liaisons pour les cations avec les ions oxygène. Pour les uns (Si^{4+} par exemple), la liaison est celle de la forme cristallisée avec seulement de légères variations des angles de valence des ions oxygène, pour permettre l'assemblage lâche des tétraèdres

entre eux. Au contraire, les ions comme Na^+ s'entourent des O^{2-} au mieux des disponibilités. On peut dire d'une manière imagée que les ions tels que Si^{4+} regardant autour d'eux à courte distance voient un paysage normal alors que Na^+ est loin d'être aussi satisfait.

Ainsi apparaît l'image géométrique du *réseau* constitué essentiellement par les O^{2-} maintenus en place par certains cations forts.

Certains auteurs, Stevels [4] à titre d'exemple,



Fig. 1. — Modèle de cavité interatomique de la cristobalite : les grandes sphères représentent les ions oxygène, les petites sphères indiquent l'emplacement des ions silicium.

n'hésitent pas à entrer de plein pied dans ce schéma en distinguant les *formateurs de réseau* et les *modificateurs de réseau*. Certains ions ne pourraient être que formateurs, Si^{4+}, B^{3+}, P^{5+}, etc., d'autres seulement modificateurs (alcalins, alcalinoterreux), d'autres indifféremment l'un ou l'autre avec une préférence pour l'un ou pour l'autre rôle (Zn^{++}, Be^{++}, tendance à être formateurs, Pb^{2+}, Ti^{4+}, Mg^{2+} modificateurs).

Lorsqu'un oxyde d'ion modificateur est introduit dans le verre, il est dissocié, l'ion oxygène est capté par un ion tel que Si^{4+}, et se place au sommet d'un tétraèdre, mais avec une valence ionique libre auprès de laquelle viendra se fixer Na^+. Les figures 2 et 3 font bien comprendre comment on passe de la structure cristalline à l'arrangement vitreux, en l'absence ou en présence de modificateurs de réseau.

Dans le langage, on devra distinguer les ions oxygène *fixateurs* liés à deux ions formateurs de réseau des oxygènes ***non fixateurs*** ou ***à liaison unilatérale*** (Stevels [4]).

Il faut dire qu'aucune preuve théorique ne justifie

Fig. 2. — Figures bi-dimensionnelles schématiques montrant la différence entre la structure régulière d'un cristal et le réseau irrégulier d'un verre.

a et *b*, structures cristallines de certaines formes de la silice, *c*, structure *chaotique* de la silice vitreuse.

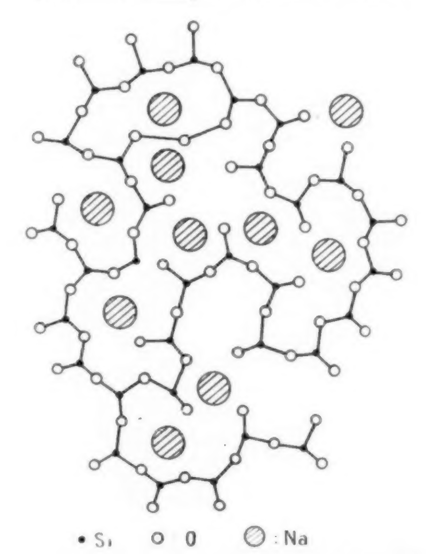


Fig. 3. — Représentation schématique bi-dimensionnelle de la structure d'un verre silico-sodique.

Afin de correspondre à l'espace à deux dimensions, les atomes de silicium sont figurés liés seulement à 3 atomes d'oxygène.

une classification aussi rigide du rôle des différents oxydes et cette précision dans le schéma continue à être fortement discutée. Kuan Han Sun [5] estime que rien ne permet *a priori* d'établir aussi nettement les spécialisations de *formateurs* et de *modificateurs*.

1.3. *Théorie des cristallites.* — Cette théorie, due à Randall et reprise par certains auteurs russes [6], considère le verre comme la juxtaposition de très fins cristaux mélangés en vrac, ce qui explique l'apparente homogénéité comme la tendance à la dévitrification. D'études aux rayons X, les auteurs déduisent les dimensions des cristallites, de l'ordre de 7 à 15 Å. Cet ordre de grandeur entraîne une remarque importante que nous examinerons plus loin.

1.4. *Théorie de l'organisation en macromolécules.* — Par similitude avec les connaissances sur les gelées colloïdales le verre serait constitué de macromolécules, pouvant être gonflées par un corps cristallin. C'est Bary et Herbert qui ont poussé le plus loin cette conception [7]. Par exemple, un verre sodo-calcique est une solution solide d'un silicate de soude dans un polysilicate de calcium répondant à la formule $(Si\,O_2)^n\,Ca\,O$, *n* très grand. La fusion du silicate de soude à l'état dissous coïnciderait avec le point de transformation.

2. Examen critique rapide des différentes théories.

Les hypothèses précédentes dans le classement adopté vont de l'organisation structurale la plus vague à la plus complète.

Par certains caractères, les propriétés du verre sont effectivement la manifestation d'un chaos où seul compte l'aspect statistique moyen. La conception de Tamman est alors un heureux support à la pensée. Dans le même esprit, on peut appliquer au verre des considérations thermodynamiques absolument générales [8] qui aboutissent au calcul de la variation de certains phénomènes comme la viscosité et la résistivité électrique en fonction de la température bien vérifiée par l'expérience dans tous les domaines où aucune anomalie de structure n'intervient.

Mais cet aspect trop général n'est pas un support suffisant à la pensée créatrice. La théorie de Zachariasen a l'intérêt de proposer un schéma qui en restant assez vague pour ne pas empêcher le progrès s'appuie sur certains points définitivement acquis. Le grand mérite de Warren est d'avoir choisi une méthode d'investigation aux rayons X (analyse de Fourier) qui met bien en lumière l'absence d'anomalie de la liaison silicium-oxygène sur laquelle repose la structure, au moins dans les verres simples en l'absence d'autre formateur. Incontestablement tridimensionnel, à coup sûr sans périodicité de distribution géométrique, le réseau est-il uniformément continu (Zachariasen) ou différencié en macromolécules ou macroanions agencés en forme de chaînes, d'anneaux ou de feuilles comme le pense Preston [9] et, semble-t-il, Girard et Abadie [10] d'après les conclusions que ces auteurs tirent de leurs études sur les spectres H. F. ?

Nous verrons que les travaux entrepris sur le *domaine de transformation* n'ont pas réussi à apporter la clarté nécessaire sur ce point qui reste le plus important à éclaircir.

La dimension des *cristallites* est si petite que l'hypothèse de Randall perd presque tout intérêt : 7 à 15 Å, alors que la seule distance Si — O est de 1,62 Å. Si ce noyau organisé, auquel ne sont associés que quelques atomes, existe, il faut en même temps admettre qu'à sa surface, par rupture de continuité, apparaît un arrangement différent et plus lâche auquel participent un nombre d'atomes plus élevé. Il nous semble qu'on est ainsi amené à construire un schéma de structure largement désorganisé et à *cavités*, ce qui n'est pas loin de rejoindre les idées de Zachariasen. Les résultats des diagrammes Debye-Sherrer de Randall peuvent s'expliquer dans le cadre de l'hypothèse du réseau par l'existence d'amas d'ions où les angles de valence sont proches de ceux que l'on rencontre dans la structure de la cristoballite. Il n'y a ensuite rien d'étonnant à voir apparaître cette forme cristalline lors de la dévitrification de la silice vitreuse.

Les arguments de Valenkof et Poray Koshitz [6] en faveur de l'existence des cristallites ne résistent guère par ailleurs à une analyse serrée.

A cette forme de micro-organisation cristalline, s'oppose la théorie du gel colloïdal. La difficulté essentielle consiste à étendre cette conception aux verres simples comme $Si\,O_2$ qui présentent toutes les caractéristiques particulières à l'état vitreux et à tirer de l'hypothèse une conception concrète et féconde.

En l'absence d'une construction entièrement satisfaisante pour l'esprit et faute d'une connaissance scientifique rigoureuse, le mieux est précisément de juger ces hypothèses à leur fécondité.

Avant de passer en revue les résultats des principales recherches, il est bon toutefois de s'arrêter quelques instants sur les éléments de physicochimie qui constituent la base du raisonnement dans le cadre de l'hypothèse du réseau de Zachariasen.

De nouvelles idées générales fort précieuses apparaissent en effet à l'opposé des méthodes de l'ancienne verrerie.

Une notion importante constamment utilisée est celle de nombre de coordination. C'est le nombre d'ions O^{--} dont un ion métallique ou métalloïdique cherche à s'entourer. Intéressante, parce qu'elle repose sur une propriété fondamentale de chaque ion, cette considération permet de mieux fixer le schéma possible de structure. Alors que pour les formateurs, ce nombre est en général 4, il est supérieur à 4 pour les autres ions, Na^{+} : 6, K^{+} : 10, Ca^{++} : 6, etc.

Une seconde notion fondamentale est celle des volume ioniques. On y a été conduit tout naturellement dès que l'on a cherché à estimer le volume des cavités du réseau tridimensionnel. S'y ajoute la considération du potentiel ionique $\left(\frac{\text{valence}}{\text{rayon ionique}}\right)$.

Enfin, le rôle prépondérant accordé aux formateurs de réseau et à l'oxygène fait regarder comme très important le rapport $\frac{\text{nombre d'ions O}}{\text{nombre d'ions formateurs}}$ ou, ce qui revient au même, le rapport moléculaire $\frac{\text{O}}{\text{formateurs}}$, par exemple dans certains verres simples, le rapport $\frac{\text{O}}{\text{Si}}$.

C'est la richesse de l'hypothèse de Zachariasen d'avoir contribué à l'introduction de ces notions sous une forme concrète dans notre compréhension de la structure des verres.

3. **Structure et propriétés.**

3.1. *Règles de Zachariasen.* — Ce sont les règles postulées par Zachariasen pour la formation de verres par les oxydes métalliques. Elles résultent des conséquences géométriques de son hypothèse.

a. Un atome d'oxygène ne doit pas être lié à plus de deux cations;

b. Le nombre d'atomes d'oxygène entourant le cation doit être faible;

c. Les polyèdres d'oxygène doivent partager leurs sommets, mais ni leurs arêtes, ni leur face;

d. Trois au moins des sommets de chaque polyèdre doivent être partagés.

Ces conditions sont nécessaires. Tous les cations des oxydes formateurs de verre y satisfont.

Elles ne sont toutefois pas suffisantes et elles doivent être complétées par deux règles empiriques :

— la règle du rapport des rayons de Goldschmidt : le rapport des rayons ioniques du cation à celui de l'oxygène doit être comprise entre 0,2 et 0,4;

— le potentiel ionique du cation (quotient de la valence par le rayon ionique) doit être supérieur à 7 (Pincus, valeur empirique).

On en déduit que les oxydes de B, Si, P, As, Sb, Ge, V, Nb, Ta, sont capables éventuellement, en combinaison avec d'autres oxydes, de former des verres, ce qui ne peut pas être le cas de Ti, Sn, Al, Cr, dont le potentiel ionique est insuffisant. C'est bien ce que confirme l'expérience.

3.2. *Fusion pâteuse.* — Conformément à l'hypothèse du réseau, les tétraèdres silicium-oxygène sont articulés les uns aux autres d'un grand nombre de manières différentes, les angles de valence d'O^{2-} n'étant pas nécessairement 180°, mais au contraire variables. Les cavités ont également des volumes variables.

Aucun élément n'ayant de structure équivalente à un autre, on doit s'attendre à ce que les éléments possèdent des énergies de degrés variables.

Lorsque l'on fait croître la température, les éléments qui possèdent l'énergie libre la plus grande fondent les premiers. L'absence de point de fusion net se trouve expliquée. Plus il y aura de variétés d'association possibles, plus le palier sera long. Au contraire, les verres d'oxydes purs ont un palier de fusion relativement court.

Notons qu'une explication de même genre est donnée par Randall s'appuyant sur la variété de forme et de dimensions des cristallites. Il en sera de même de tout système admettant une distribution étalée des énergies de liaison.

3.3. *Théorie de l'immiscibilité.* — On constate dans la fusion de certains verres silicates que les cations bivalents (Ca^{2+}, Mg^{2+}, etc.) ont tendance à former deux liquides, ce qui ne se produit pas avec les cations alcalins.

On peut expliquer cette observation par les différences de potentiel ionique qui distinguent les alcalinoterreux des alcalins. Chaque cation bivalent est assez fort pour s'entourer du nombre d'ions oxygène qui satisfait son nombre de coordination. Il se concentre dans une couche non miscible. Au contraire, les cations monovalents ne sont pas assez forts pour résister à l'absorption de leur oxygène dans le réseau.

La tendance à former un liquide non miscible décroît d'ailleurs avec le potentiel ionique et les cations divalents se classent comme leurs rayons ioniques Mg, Ca, Sr, Ba.

3.4. *Densité.* — Toujours dans le cadre de l'hypothèse de Zachariasen, les vides structuraux sont responsables de l'abaissement de densité que l'on constate dans les formes vitreuses par rapport aux formes cristallisées.

A titre d'exemple, la densité du quartz, forme cristallisée de la silice la plus dense est de 2,469, celle du verre de silice de 2,206; compte tenu du volume des ions, on peut en déduire le volume des cavités qui est égal à 20 % environ du volume. Sheybany [16] dans le cas des verres alcalino-silicatés simples et mixtes a calculé la proportion volumétrique d'ions alcalins admis dans les cavités.

3.5. *Résistance aux agents chimiques.* — Dans certains verres simples, il est possible de calculer d'après les volumes ioniques la manière dont un modificateur peut être entouré par les ions oxygène. A. Dietzel et H. A. Sheybany [12] ont montré que la solubilité dans l'eau ou dans les solutions acides des verres alcalino-silicates simples croît brusquement à partir d'une certaine teneur, coïncidant avec le moment où les ions alcalins deviennent trop nombreux pour pouvoir être totalement entourés de tétraèdres $Si O_4$.

D'une manière générale, tant que l'introduction du modificateur ne fait que remplir les cavités du réseau, l'influence sur la résistance aux agents chimiques est relativement faible, l'indice de solubilité est cependant notablement accru puisqu'on a introduit un cation dont la migration est aisée. Selon l'indice de coordination de l'ion et son potentiel ionique, la tendance à quitter le réseau sous l'influence de l'agent chimique extérieur sera plus ou moins forte. On peut ainsi s'expliquer qualitativement le comportement comparé des ions Na^+ (potentiel ionique 1, coordination 6), K^+ (potentiel ionique 0,75, coordination 10), Ca^{++} (potentiel ionique 2, coordination 6).

3.6. *Propriétés électriques.* — La conductibilité électrique et les phénomènes qui apparaissent sous l'action de champ électrique continu [13] classent le verre parmi les électrolytes.

Conformément à l'hypothèse du réseau, les ions modificateurs occupent des cavités avec des liaisons assez lâches. Leur facile déplacement explique le transport des charges.

Par électrolyse, il est possible de remplacer certains ions comme Na^+ par d'autres comme Li^+ ou K^+, Rb^+, etc. [14]. Le volume des cavités dont on peut avoir une idée par la mesure de la densité de verre et les connaissances des volumes ioniques et de la composition moléculaire peut permettre les échanges d'ions de volumes différents ou au contraire s'y opposer. Le verre enrichi en nouvel élément perd dans ce dernier cas sa limpidité, la structure étant détruite par l'électrolyse.

En restant dans le cadre de la théorie de Zachariasen, il nous semble que l'on peut encore pleinement rendre compte des pertes diélectriques telles qu'elles ont été mesurées au laboratoire C. S. F. [15]. En gros, on observe, lorsque la fréquence ou la température varie, une absolue continuité entre les pertes du type conductibilité et les pertes d'aspect proprement diélectrique, à tel point que dans tout le domaine fragile et aux fréquences allant jusqu'à 10 Mc : s il est possible de déduire les pertes de la seule connaissance du point T_K 100 (1), au moins en première approximation.

Si nous admettons que les pertes dues aux mouvements des ions oxygène et formateurs du réseau (ou des tétraèdres) sont négligeables (cas du verre de silice), seuls participent aux pertes les ions formateurs qui sont aussi les ions de conductibilité en courant continu.

La loi de variation de la conductibilité en fonction de la température est liée à la loi du mouvement des ions, à travers le squelette, lorsqu'ils cheminent de cavités en cavités, c'est-à-dire, à la viscosité.

On peut admettre qu'en H. F. les ions tels que Na^+ ou Ca^{++} sont soumis seulement à des mouvements autour de leur position moyenne sans quitter la cavité qu'ils occupent. Les lois de viscosité n'interviennent pas.

Les pertes sont alors presque insensibles à la température jusqu'au moment où, la température continuant à croître, il se produit un véritable écoulement de charges à travers le squelette à chaque oscillation du champ électrique à la suite du relâchement des liaisons de structure sous l'effet de l'agitation thermique. La loi de variation des pertes en fonction de la température devient dès ce moment identique à celle de la conductibilité. Il y a d'ailleurs un passage insensible de l'un à l'autre domaine parce que les énergies de liaison varient avec chaque cavité.

Lorsque la fréquence croît et dans le domaine où les pertes sont peu sensibles à la température, les mouvements locaux des ions formateurs suivent la fréquence du courant. Par suite, on peut admettre que, à champ électrique E constant, la puissance wattée due à cet accroissement d'énergie interne perdue en frottement croît comme la fréquence.

(1) Température pour laquelle la résistivité massique en courant continu est de 100 MΩ : cm : cm².

Mais la puissance déwattée proportionnelle à $E^2 c \omega$ croissant elle aussi comme la fréquence, le rapport des deux, proportionnel à tg δ, est à peu près indépendant de f. C'est bien une très faible dépendance de f qui caractérise tg δ dans le domaine des basses températures et des hautes fréquences.

Si la fréquence est faible, les forces électriques sont appliquées un temps suffisant pour faire sortir les ions des cavités qu'ils occupent normalement. Les phénomènes présentent l'aspect de pertes de conductibilité : inverse proportionnalité à la fréquence, croissance exponentielle en fonction de la température.

Le même raisonnement rend compte de l'allure des variations de la constante diélectrique en fonction de f et de T.

Les variations de tg δ en fonction du recuit, de la trempe et de l'humidification s'expliquent aisément par des modifications de la structure du réseau (déformations des cavités, introductions de nouveaux ions modificateurs comme H^+).

3.7. *Absorption de la lumière.* — Reprenant la théorie de la pente d'absorption des halogénures alcalins [11], Stevels [4] admet que la chute de transmission des verres dans l'ultraviolet est déterminée par l'excitation d'un électron appartenant à l'ion oxygène du réseau et que, par suite, la position de la *pente d'absorption* (*fig.* 4) dépend de la grandeur de l'énergie nécessaire à l'extraction des électrons des ions oxygènes, compte tenu de leur énergie de liaison dans le réseau, variable selon la position occupée et surtout selon la fonction *fixateur* ou *non fixateur* (oxygène lié à deux ions formateurs ou à liaison unilatérale).

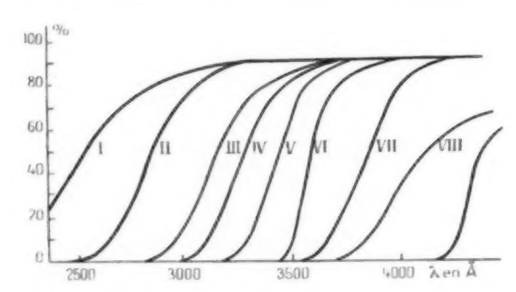


Fig. 4. — Transmission d'un certain nombre de verres commerciaux de la Corning en fonction de la longueur d'onde.
Courbe I, verre 980 Corex A; courbe II, verre 970 Corex 774; courbe III, pyrex chimique 774; courbe IV, verre bleu fluorescent 014; courbe V, verre à vitre; courbe VI, verre bleu Nultra 534; courbe VII, Nultra 385; courbe VIII, Noviol 0 306; courbe IX, Noviol A 038.
On distingue une brusque chute de la transmission dans l'ultraviolet suivant une courbe dite *pente d'absorption*.
Extrait de l'article J. N. Stevels, *Verres et Réfractaires*, février 1948, fig. 5, p. 8.

Stevels montre que l'on peut déduire de ces considérations le déplacement de la pente d'absorption lorsqu'on passe de verres phosphates aux verres silicates et boriques en présence uniquement d'oxygène fixateur ou en présence d'ions O^{2-} à liaison unilatérale.

De même, toujours d'après Stevels, en présence d'ions à absorption spécifique (colorants), on ne doit pas seulement distinguer la valence (Mn^{3-}, Mn^{2-}), mais aussi le rôle *formateur* ou *modificateur* joué par l'ion. Cette remarque permet d'élucider les colorations dues au fer, sur lesquelles il n'avait été fourni jusqu'ici aucune explication satisfaisante.

3.8. *Dilatation.* — Une caractéristique surprenante de la dilatation des verres minéraux est que cette grandeur peut être atteinte par un calcul d'additivité à l'aide de coefficients établis empiriquement [17]. On doit en déduire, ou bien que le verre est un mélange où les liaison structurales sont négligeables, ou bien que la dilatation est un phénomène attaché à la nature des ions et non à leurs liaisons, ce qui semble plus vraisemblable.

Étudiant les verres alcalinosilicatés mixtes, H. A. Sheybany a vérifié l'exactitude de cette deuxième conception. L'échange progressif de deux oxydes alcalins conduit à une variation linéaire de la dilatation alors que les calculs théoriques sur le remplissage des cavités et l'étude de la solubilité et de la densité permettent d'assurer que l'on traverse des seuils où se produisent d'incontestables variations de structure.

Tools et Saunders [18] étudiant les anomalies de dilatation du pyrex concluent à l'existence de deux verres, l'un constitué par le squelette de silice, l'autre par tous les éléments et une partie de la silice; d'après les auteurs, ces deux verres interpénètrent leur structure.

3.9. *Anomalie borique.* — Alors que les variations des propriétés du verre dues à l'introduction d'un oxyde déterminé sont en général monotones en fonction de la teneur, l'introduction de l'anhydride borique donne lieu à un passage par un maximum ou un minimum qui se produit pour une teneur en B_2O_3 variable avec la composition de base, le sens des variations dans la première zone étant contraire au comportement attendu. C'est ce que l'on appelle l'anomalie borique dont la composition du Pyrex exploite au maximum les vertus.

La structure de l'anhydride borique vitreux est

normalement plane, triangulaire, le bore occupant le centre d'un triangle équilatéral à 1,39 Å des trois oxygènes placés au sommet. Mais l'étude des diagrammes X a montré que la configuration tétraédrique (coordination 4 au lieu de 3) étant également possible à condition que B^{3+} puisse capter un oxygène supplémentaire par exemple de Na_2O. On comprend que l'assemblage correspond à une structure renforcée qui augmente la stabilité, élève la température de ramollissement, diminue la dilatation, etc.

Si l'on considère un verre borique dans lequel on introduit des teneurs croissante Na_2O ou K_2O, la structure bore-oxygène passe de la forme triangulaire à la forme tétraédrique. La dilatation décroît jusqu'au moment où, par excès, apparaissent des O^{2-} à liaison unilatérale. La structure se relâche et la dilatation croît comme cela se serait produit dès l'origine dans un verre de SiO_2.

3.10. *Verres phosphoriques.* — C'est le triomphe du rapport $R = \frac{\text{oxygène}}{\text{formateur}}$. On voit en effet que, toujours selon la théorie du réseau, la structure la plus parfaite est celle où n'existe que des tétraèdres sans qu'il apparaisse d'ions O^{--} à liaison unilatérale, c'est-à-dire où $R = 2$. En combinant des teneurs en Al_2O_3 $R = 1,5$ et P_2O_5 $R = 2,5$, on aboutit aux verres métaphosphates d'aluminium dont plusieurs propriétés sont effectivement comparables à celles de la silice vitreuse, sauf la fusion à température beaucoup plus basse 1100-1300° C.

Dans les verres phosphoriques, en l'absence d'alumine, il y a excès d'ions oxygène qui se trouvent par suite nombreux à liaison unilatérale. Cette condition est défavorable à la dévitrification, ce qui explique la tendance de beaucoup de phosphates à présenter l'état vitreux.

4. La structure et les phénomènes qui définissent le « domaine de transformation ».

La variation des propriétés du verre dans le *domaine dit de transformation* est bien connu. Elle a fait l'objet de recherches extrêmement nombreuses au cours de ces dix dernières années. On peut se faire une idée assez précise de l'état de la question par la lecture de deux articles récapitulatifs de A. Winter [19] et Y. Godron [20].

Les chercheurs s'accordent à admettre que *tout se passe comme si* on avait affaire à une variété β stable à chaud, une variété α stable à froid et à l'équilibre $\alpha \rightleftharpoons \beta$ dans le domaine de transformation. Techniquement, la question se trouve résolue par la connaissance des vitesses de la réaction apparente $\alpha \rightleftharpoons \beta$.

Mac Master [21] a montré que cette vitesse pouvait être représentée avec une bonne approximation par la formule

$$\frac{1}{n(\theta) - n} - \frac{1}{n(\theta) - n_0} = Bt,$$

$n(\theta)$, indice d'équilibre à la température θ;
n, indice au temps t;
n_0, indice au temps $t = 0$,

c'est-à-dire par une formule de réaction du deuxième ordre. Il peut y avoir là un élément important d'interprétation.

N. W. Taylor [22] croît à une réaction bimoléculaire de polymérisation et d'association chimique, mais cette hypothèse, sauf développements ultérieurs, introduit peu de clarté sur le mécanisme des phénomènes.

Un point important n'est pas éclairci : s'agit-il seulement d'une manifestation d'une augmentation de l'agitation thermique ou réellement de deux variétés α et β correspondant à deux formes de structures différenciées ?

On pourrait proposer l'explication suivante :

Les phénomènes du domaine de transformation ne sont qu'une manifestation de la possibilité de fragmentation du réseau sous l'action de l'agitation thermique, il y a un domaine et non un point par suite de l'étalement des énergies libres de liaison.

L'effet de cette fragmentation est de permettre un réarrangement de positions des ions qui tendent à satisfaire au mieux leur coordination naturelle et, par suite, à aboutir à la configuration la plus dense. Mais celle-ci ne peut être atteinte qu'au bout d'un certain nombre d'*essais* d'où la *durée* de la réaction. D'autre part, les configurations se trouvent constamment remises en question par suite de l'agitation thermique à laquelle participent d'autant plus de *centres* (ion ou amas d'ions) que la température est plus élevée. A hautes températures la configuration dense est impossible parce que instantanément détruite.

Un brusque refroidissement à partir d'une température élevée, fixe donc un état moins condensé (densité, ε, n_d plus petits, dilatation plus élevée), que l'état final correspondant à un refroidissement suffisamment lent.

Il n'est pas du tout certain qu'il soit possible de pousser plus loin l'analyse.

5. **Conclusion.**

Cette rapide revue, d'ailleurs très incomplète, des interprétations de résultats d'expérience par la conception de Zachariasen-Warren, car c'est bien cette hypothèse qui sort grandie de cet examen, pourrait paraître dangereuse dans ce qu'elle a de trop séduisante pour l'esprit. Il ne faut pas oublier toutefois qu'il s'agit d'une théorie qui s'appuie sur certains faits expérimentaux incontestables tout à fait à l'écart des raisonnements spécieux. Elle a doté l'esprit de la recherche verrière de raisonnements nouveaux. Nous croyons avoir suffisamment insisté sur ces derniers.

De science descriptive et statistique, la chimie du verre a évolué vers une forme géométrique et mécanique. C'est une grande satisfaction pour l'esprit en même temps qu'une belle promesse de progrès pour l'avenir.

BIBLIOGRAPHIE.

1. G. Tammann, *Aggregatzustände*, Leipzig, 1923.
2. E. Rencker, *L'état vitreux* (*Chimie et Industrie*, Technologie, 1944, p. 109).
3. Robert H. Thomas, *Ceramic Age*, août, 47 pages, 113 à 118, 130 à 136, extrait dans *Verres et Réfractaires*, décembre 1947, p. 58 à 65.
4. J. M. Stevels, *Les propriétés optiques du verre en rapport avec sa structure* (*Verres et Réfractaires*, février 1948, p. 4 à 14).
5. Kuan Han Sun, *Fundamental condition of Glass formation* (*Jal of the American Ceramic Society*, vol. 30, nº 9, septembre 1947, p. 277 à 281).
6. M. Valenkof et E. Poray Koshitz, *Z. Krist.*, t. 95, 1936, p. 195-229.
7. P. Bary et J. Herbert, *La Verrerie*, Dunod, Paris, 1941, p. 21-31 et 95-101.
8. Seddon, *Jal Soc. of Glass Technology*, vol. 23, nº 95, février 1939, p. 36.
9. Preston, *Jal Soc. of Glass Technology*, vol. 26, nº 114, avril 1942, p. 82-101.
10. Girard et Abadie, *Les spectres de haute et basse fréquence, applications aux verres* (*Bulletin de l'Institut du Verre*, nº 2, mai 1946, p. 15 à 21).
11. E. J. W. Vervey, *Revue Technique Philips*, t. 9, 1947, p. 47.
12. A. Dietzel et H. A. Shebany, *Problèmes relatifs au remplissage des vides structuraux des verres* (*Verres et Réfractaires*, avril 1948, p. 62 à 80).
13. Peyssou, *Annales de Radioélectricité*, nº 12, avril 1948.
14. A. Dietzel et H. A. Sheybany, Article cité en [12]. Références à de nombreux travaux antérieurs, p. 75.
15. P. Meunier, *Annales de Radioélectricité*, nº 14, ocobre 1948.
16. H. A. Sheybany, *De la structure des verres alcalino-silicatés mixtes* (*Verres et Réfractaires*, juin 1948, p. 142).
17. A. Danzin, *Comment est réglée la composition chimique d'un verre minéral pour répondre à des propriétés physiques bien définies* (*Annales de Radioélectricité*, nº 13, juillet 1948).
18. As. Tool et J. B. Saunders, *Expansion effects shown by some Pyrex glasses* (*Jal of Research of the National Bureau of Standards E. V. A.*, vol. 40, nº 1, janvier 1948, p. 67 à 83).
19. A. Winter, *Les bases physiques du recuit du verre* (*Bulletin de l'Institut du Verre*, nº 1, mars 1946, p. 3 à 16).
20. Y. Godron, *Bulletin de l'Institut du Verre*, nº 4, septembre 1946, p. 16 à 28.
21. H. A. Mac Master, *Variation of refractive index of glass with time and temperature region* (*Jal of American Chem. Soc.*, t. 28 (1), 1945, p. 1-4).
22. N. W. Taylor, *Law of annealing of glass* (*Jal. of Am. Ceram. Soc.*, t. 21 (2), 1938, p. 85-89).

PRATIQUE DES MESURES DE BRUIT SUR RÉCEPTEURS HYPERFRÉQUENCES (1)

Par G. NADAY,

Chef de Laboratoire au Département des Recherches générales du Centre de Recherches de la Compagnie générale de T. S. F.

Sommaire. — *Les facteurs élémentaires contribuant au bruit d'un récepteur radar hyperfréquences sont énumérées et une méthode simple de mesure est décrite pour chacun d'eux. La formule permettant de calculer le facteur de bruit à partir des résultats est indiquée.*

La méthode analytique de mesure du facteur de bruit d'un récepteur radar nécessite les mesures suivantes :

1. Mesure de la résistance du cristal en F. I.
2. Mesure du facteur de bruit de l'amplificateur F. I.-B. F.
3. Mesure de la température équivalente du cristal.
4. Mesure de la perte de conversion du cristal.
5. Mesure de la perte par transmission du T. A. R.
6. Mesure de la perte dans l'anti-T. A. R.

Pour effectuer ces mesures, nous nous sommes efforcés d'employer des montages qui nécessitent un minimum d'appareillage spécial.

Le but de ces mesures est, d'une part, de pouvoir comparer notre matériel au matériel étranger, donc une précision absolue donnant les ordres de grandeur, d'autre part, la vérification de l'incidence sur les performances des modifications apportées au matériel au cours de l'étude, donc une grande précision relative.

1. Appareillage de mesure.

L'appareillage nécessaire à ces mesures est très simple. Il se compose de :

1° Un générateur étalonné F. I.

2° Un banc de mesure H. F. comprenant :

a. Un oscillateur H. F.;

b. Un atténuateur;

c. Un dispositif de mesure d'ondes stationnaires.

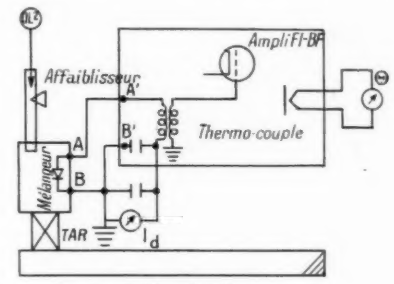
3° Un thermocouple avec galvanomètre destiné à mesurer la puissance de sortie.

4° Une diode génératrice de bruit.

5° Quelques cristaux fictifs qui sont des résistances miniatures de différentes valeurs, montées dans des supports de cristaux.

2. Mesure de la résistance du cristal à la fréquence intermédiaire.

On emploie le montage de la figure 1. L'atténuateur A est réglé pour obtenir successivement différentes valeurs de courant redressé. Pour chaque valeur de courant, on règle l'accord H. F. en mesurant le taux d'ondes stationnaires dans le guide principal. Si la fréquence de l'oscillateur local est F, le T. A. R. devra être réglé sur $F + f$ ou $F - f$ (f est la valeur de la moyenne fréquence).



Guide adapté.

Fig. 1. — Montage de mesure de la résistance équivalente d'un cristal en fréquence intermédiaire. (Le cristal ou la résistance sont branchés entre les points A et B.)

(1) Cet article est le texte d'une conférence prononcée le 18 juin 1948 devant la 5e Section de la Société des Radioélectriciens. Elle a été précédée à cette séance, par une conférence de M. le Capitaine de Corvette Maillard : *Étude théorique du facteur de bruit d'un récepteur en hyperfréquences.*

Les mesures sont faites avec le générateur G_1 arrêté. Le gain de l'amplificateur à F. I. et le niveau du générateur à F. I. G_2 restent constants et sont réglés à une valeur telle que le bruit à la sortie soit négligeable devant le signal F. I. et que l'on se trouve loin de la saturation de l'amplificateur.

Le cristal et les résistances (cristaux fictifs) sont attaqués à intensité constante par le générateur F. I. G_2, c'est-à-dire à travers une résistance forte devant celle du cristal (quelques milliers d'ohms).

On note les indications de l'appareil de mesure de sortie pour chaque valeur de courant redressé par le cristal. Ensuite, on remplace le cristal successivement par une série de cristaux fictifs (résistances de différentes valeurs montées sur des supports de cristaux). L'oscillateur local est coupé, et le réglage du générateur et de l'empli inchangés. On peut alors construire les courbes :

1. $\theta = f(I \text{ redressé})$ avec le cristal;
2. $\theta = f(R)$ et déduire la courbe $R_{\text{cristal}} = f(I_{\text{redressé}})$.

La figure 2 indique la moyenne des courbes de résistances obtenues pour une série de cristaux détecteurs.

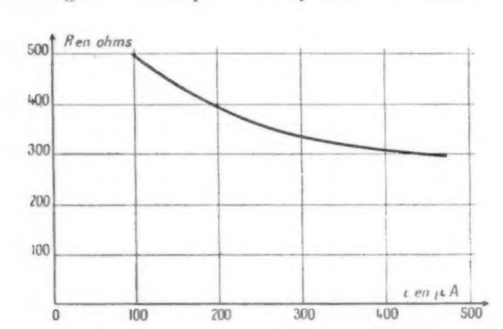


Fig. 2. — Résistance d'un cristal mélangeur en fonction du courant détecté (courbe moyenne).

3. Mesure du facteur de bruit de l'amplificateur F. I.

Le montage employé est celui de la figure 3.

La mesure s'effectue de la façon suivante :

Le cristal étant remplacé par sa résistance équivalente, on fait une lecture sur l'appareil de mesure de sortie avec le filament de la diode éteinte. Ensuite on allume le filament et l'on pousse la température jusqu'à obtenir une lecture correspondant à la puissance de sortie double. On lit la valeur du courant de saturation de la diode et l'on obtient le facteur de bruit par la formule

$$F = 20RI, \quad (1)$$

R étant la résistance du cristal fictif en ohms et I le courant de saturation de la diode en ampères.

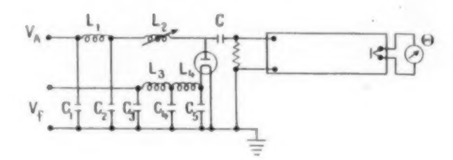


Fig. 3. — Montage de mesure du facteur de bruit de l'amplificateur fréquence intermédiaire-basse fréquence.

Quelques précautions sont nécessaires pour effectuer cette mesure correctement.

On devra vérifier à l'aide d'un oscilloscope que l'on ne se trouve pas dans la région saturée de l'amplificateur et que l'on ne recueille pas de signaux extérieurs. L'étalonnage en puissance du thermocouple de l'appareil de sortie doit être effectué avant la mesure.



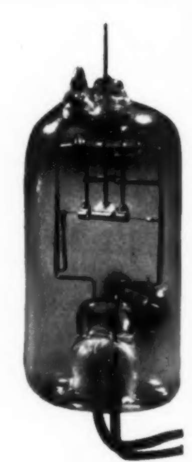


Fig. 4. — Vues des diodes de bruit construites pour effectuer les mesures.

Les connexions de la diode doivent être courtes et les circuits de découplage soignés.

La self L_1 doit être accordée avec la capacité de la diode pour présenter une impédance infinie en parallèle sur la résistance. Cette dernière précaution peut être évitée si l'on fait débiter la diode dans un coaxial adapté à l'entrée, car l'impédance réactive de la diode devient négligeable devant l'impédance caractéristique du coaxial. On devra insérer une

résistance élevée entre la sortie du coaxial et le cristal fictif pour éviter de shunter celui-ci par le coaxial.

Ce montage est commode pour les vérifications de série mais nécessite une diode pouvant débiter un courant plus important. Enfin, on devra appliquer une tension anodique suffisante à la diode pour travailler dans la région saturée.

La figure 4 montre la photographie de deux modèles de diodes de bruit que nous avons construites, la figure 5, les réseaux de caractéristique de ces diodes.

Le critérium pour ces diodes est d'avoir une résistance dynamique dans la région saturée d'au

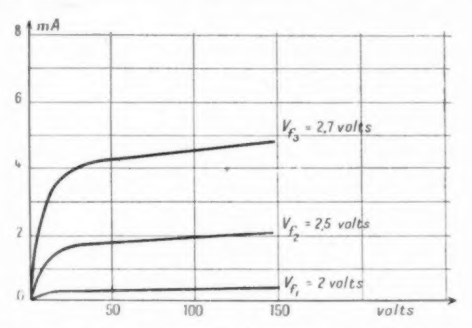


Fig. 5. — Réseau de caractéristique des diodes de bruit.

moins cinquante fois supérieure à la résistance sur laquelle elles débitent. Ces conditions sont largement remplies.

4. Mesure de la température équivalente du cristal.

Le montage est celui de la figure 6.

La méthode opératoire est la suivante : diode éteinte, on fait une lecture sur l'appareil de sortie, le cristal étant en place.

On remplace le cristal par sa résistance équivalente. La nouvelle lecture est inférieure à la précédente. On chauffe la diode jusqu'à ramener la lecture à la valeur lue avec le cristal.

La température équivalente est donnée par la formule $t_c = 1 + 20\,RI$. Cette mesure en apparence très simple est délicate à effectuer.

La puissance de bruit lue au premier cas se compose de trois termes : le bruit de l'amplificateur, le bruit de la résistance équivalente du cristal et le bruit dû à la température équivalente.

Si les deux premiers termes sont importants devant le troisième, la précision de la mesure en souffre. Une erreur sur la résistance fausse également la mesure.

Pour améliorer la précision, on a intérêt à travailler avec un préamplificateur à faible facteur de bruit et à remplacer l'amplificateur F. I. habituel par un bon récepteur professionnel, ayant une faible bande passante.

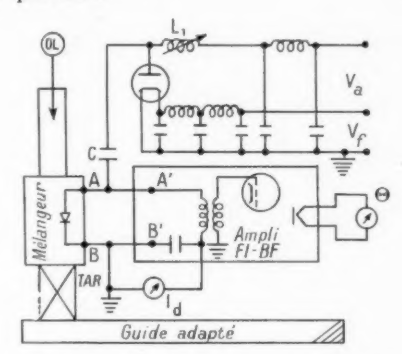


Fig. 6. — Montage de mesure du facteur de température équivalente du cristal.

Pound et Durand [1] indiquent un circuit d'entrée du préampli constitué par une ligne artificielle de 5/8 λ en fréquence intermédiaire, qui élimine dans une certaine mesure les erreurs dues à la valeur de la résistance.

5. Mesure de la perte de conversion du cristal.

Nous avons effectué cette mesure par une méthode qui évite l'emploi d'un générateur H. F. étalonné. Elle est basée sur l'hypothèse que, si le cristal est adapté en H. F. et en F. I. sa perte de conversion est la même de H. F. en F. I. que de F. I. en H. F.

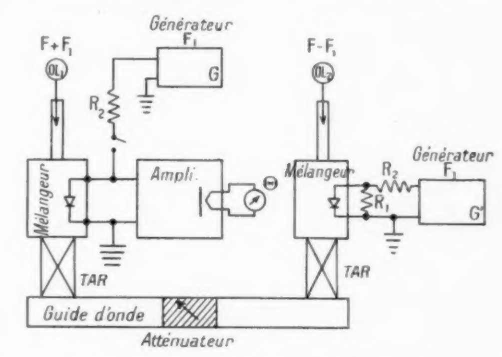


Fig. 7. — Montage de mesure de la perte de conversion du cristal.

Le montage (suivant la figure 7) consiste en deux têtes H. F. montées dos à dos et réglées sur la même haute fréquence.

On envoie dans la première, par le circuit servant

[1] POUND et DURAND, *Microwave Mixers* (Mc Graw-Hill, 1948).

normalement de sortie, un signal à F. I. à la fréquence f et l'on recueille dans le guide un signal H. F. à la fréquence $F \pm f$, si F est la fréquence de l'oscillateur local.

La deuxième tête retransforme celui-ci en signal à F. I. Ce résultat peut être obtenu de deux manières :

a. En accordant les deux tubes oscillateurs locaux à la même fréquence F. Dans le guide le signal aura la fréquence $F \pm f$ et après mélange avec le deuxième oscillateur accordé sur F on recueille $F \pm f - F$, soit : f.

b. Si le deuxième oscillateur est accordé à la fréquence $F + 2f$ ou $F - 2f$ après mélange avec le signal $F \pm f$, on obtient également un signal à la fréquence f.

La perte subie par le signal pendant ces deux transformations est le produit des pertes des deux têtes H. F. multiplié par le produit des pertes des deux T. A. R.

La méthode opératoire est simple :

On applique un signal à niveau connu sur la deuxième tête par un générateur à F. I. étalonné. On note la déviation de l'appareil de sortie F. I. et le niveau du signal à l'entrée. Ensuite, un signal à la même fréquence est appliqué à la première tête et le niveau augmenté jusqu'à obtenir la même lecture à la sortie. La différence de niveau en décibels est la somme des deux pertes.

Quelques précautions sont nécessaires pour effectuer cette mesure dans de bonnes conditions :

L'adaptation en H. F. et F. I. de chaque tête doit être correcte. On accordera les deux oscillateurs locaux sur les fréquences F et $F \pm 2f$. On intercalera un atténuateur H. F. d'affaiblissement connu entre les deux têtes. Ces précautions sont nécessaires pour éviter une interaction entre les deux oscillateurs locaux.

La mesure est d'une précision et d'une fidélité remarquables. Pour obtenir la valeur de la perte des cristaux individuels, on opère par permutation circulaire.

6. Mesure de la perte par transmission du T. A. R.

La tête H. F. à laquelle ces mesures se rapportent comporte un T. A. R. qui, par son accord, permet de compenser le terme réactif de l'impédance H. F du cristal. Pour mesurer les pertes par transmission du tube T. A. R. il ne suffit pas de le supprimer purement et simplement, car cette suppression désadapterait le cristal et sa cavité du guide principal.

Nous faisons la mesure en substituant au T. A. R. une ligne quart d'onde d'impédance convenable et une fente variable qui permettent de conserver l'adaptation du cristal et dont les pertes peuvent être considérées négligeables.

La mesure s'effectue de la manière suivante :

On alimente le cristal (adapté côté F. I.) à travers le T. A. R. en H. F. et l'on s'assure de l'adaptation du côté F. I. On note le courant détecté par le cristal et le niveau H. F. appliqué. Après avoir remplacé le T. A. R. par la ligne quart d'onde et la fente, on règle le courant détecté à la valeur précédente à l'aide de l'atténuateur et l'on note le nouveau niveau H. F. Le rapport des niveaux en décibels donne la perte par transmission du T. A. R. (*fig.* 8).

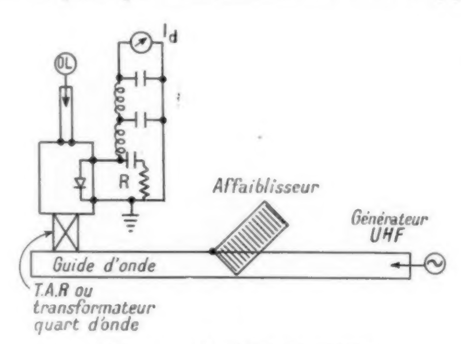


Fig. 8. — Montage de mesure des pertes par transmission du T. A. R.

7. Mesure des pertes à faible niveau de l'A. T. R.

Cette mesure s'effectue simplement par la mesure de la différence de niveaux H. F. pour le même courant détecté par le cristal, l'A. T. R. étant en place et remplacé par un court-circuit. Dans les deux cas, le dispositif devra être adapté en H. F.

8. Calcul du facteur de bruit total du récepteur.

Nous rappelons qu'à partir des mesures ci-dessus, le facteur de bruit total du récepteur s'obtient par la formule

$$\text{Facteur total} = P_c . P_{TR} . P_{ATR} (F_{FI} + t_c - 1).$$

Toutes les quantités sont exprimés en rapport de puissances.

P_c, est la perte par conversion du cristal;
P_{TR}, est la perte par transmission du T. A. R.;
P_{ATR}, est la perte à faible niveau de l'A. T. R.;
F_{FI}, est le facteur de bruit de la partie F. I.;
t_c, est le facteur de température du cristal.

UN DISPOSITIF DE DOUBLE DIVERSITÉ POUR LA RÉCEPTION RADIOTÉLÉPHONIQUE A BANDE LATÉRALE UNIQUE.

Par A. SEV,

Ingénieur à la Société française Radioélectrique.

Sommaire. — *L'auteur rappelle le principe de la réception* diversity *et résume succinctement ses applications dans les récepteurs à bande latérale unique. Il décrit ensuite les caractéristiques principales du système mis au point par la S. F. R. Dans ce système, le niveau de référence est fourni, dans les deux voies, par le niveau moyen de l'onde porteuse, de telle sorte que la commutation fonctionne indépendamment de la modulation transmise par les bandes latérales.*

1. **Introduction.**

Parmi les nombreux avantages que présente la modulation à bande latérale unique, l'atténuation de certains effets ionosphériques est un des plus intéressants.

Le phénomène de fading sélectif, bien connu des usagers d'ondes courtes, se traduit à la réception par une distorsion marquée des signaux téléphoniques au moment où l'évanouissement affecte la fréquence porteuse. Il se produit alors dans le circuit de détection des battements entre les bandes latérales correspondant aux diverses fréquences de modulation. Ces battements donnent naissance à des fréquences acoustiques parasites qui rendent la parole inintelligible.

Les récepteurs spéciaux utilisés dans les liaisons radiotéléphoniques à bande latérale unique permettent d'éliminer cet effet : l'onde porteuse est remplacée à la démodulation par une oscillation locale convenablement synchronisée. La détection du signal reçu est rendue linéaire, quelles que soient les conditions de propagation. La production des fréquences parasites est réduite à un taux négligeable. Dès lors, la déformation passagère provoquée par le fading sélectif qui n'affecte qu'une petite partie du spectre de la bande latérale, se trouve nettement diminuée.

Cependant, les signaux à bande latérale unique peuvent être affectés, tout comme les signaux à deux bandes, par un évanouissement général. On observe dans ce cas des variations de niveau plus lentes qui se manifestent en même temps dans la totalité de la bande passante. Un récepteur possédant une amplification globale élevée et un dispositif de contrôle automatique de gain, peut atténuer dans une grande mesure, les variations de niveau de sortie. Il reste que les périodes d'affaiblissement s'accompagnent d'une remontée de parasites atmosphériques et de bruit de fond, ayant pour effet une baisse de la qualité de la transmission.

Afin de réduire ces effets de fading général dans la réception des signaux du type normal, on a utilisé avec succès le système dit : *diversity* ou *diversité*.

Ce système est basé sur le fait que les variations du champ incident en deux points espacés de quelques longueurs d'onde, sont pratiquement indépendantes, et que les évanouissements n'y sont pas, en général, simultanés.

2. **Rappel du principe de la réception diversity.**

Le système aérien d'un ensemble *diversity* comprend plusieurs antennes espacées alimentant chacune une voie de réception séparée. Les circuits de détection finale des différentes voies sont connectés en parallèle, formant un montage analogue à une détection polyphasée. Un tel montage est représenté schématiquement sur la figure 1.

Si, à un moment donné, le signal de sortie d'une voie est plus fort que les autres, ces derniers se trouvent automatiquement éliminés. La tension captée sur la résistance de détection commune est fournie exclusivement par la voie la plus forte.

Il est clair que l'on supprime ainsi tous les évanouissements à l'exception de ceux qui ont lieu simultanément sur toutes les antennes utilisées. Il en résulte une amélioration de la qualité moyenne

de la transmission, très sensible pendant les périodes de fading.

Le nombre de voies de réception utilisées en *diversité* est de 2 à 3 pour les réceptions en télégraphie. Dans le cas de la téléphonie, on se limite généralement à deux voies, l'installation de la troisième voie n'étant pas toujours justifiée par une amélioration appréciable de la qualité moyenne.

Il est à remarquer que la mise en parallèle pure et simple de plusieurs aériens espacés alimentant une voie de réception unique constitue une solution peu satisfaisante du problème *diversité*.

La phase relative des champs incidents dans deux antennes espacées varie continuellement. La mise

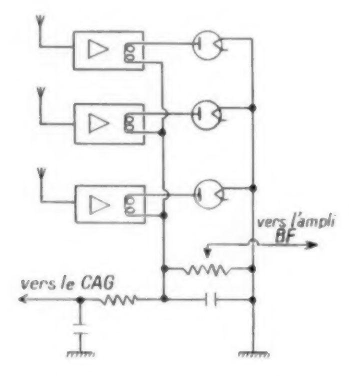


Fig. 1. — Schéma de principe d'un montage de réception diversity.

en parallèle des antennes donne lieu à des évanouissements *artificiels*, par opposition de phase, au moment où les deux tensions H. F. sont du même ordre. Cependant, une certaine amélioration peut être constatée avec ce montage, particulièrement si l'amplitude des variations du champ est importante.

3. Application aux récepteurs à bande latérale unique.

Le développement du matériel de liaison radiotéléphonique à bande latérale unique a conduit les différents constructeurs à étudier l'application du système diversité aux récepteurs correspondants (*voir* bibliographie).

L'idée de base doit être adaptée, dans ce cas, aux conditions de réception différant sur certains points de la réception classique des signaux à deux bandes. Les transmissions à bande latérale unique fonctionnent avec une onde porteuse fortement réduite par rapport au niveau maximum que peut atteindre la bande latérale. La démodulation finale étant effectuée ici à l'aide d'un puissant oscillateur local (ou plus rarement, avec l'onde porteuse régénérée), le circuit de démodulation diffère de celui de la figure 1 et ne peut plus servir pour la comparaison des niveaux des différentes voies.

Une première méthode utilisée par les Ingénieurs de American Telephone and Telegraph C° (*voir* bibliographie : F. Polkinghorn) consiste à comparer les niveaux en basse fréquence après démodulation. Les circuits de détection B. F. agissent sur des relais différentiels qui débloquent la voie la plus forte. Un léger inconvénient, signalé par les auteurs, s'introduit du fait que la commutation des voies ne peut avoir lieu qu'en présence de la modulation. Il en résulte des *trous* au début de certaines commutations. L'intelligibilité n'en est pas affectée car le blocage n'est pas complet, mais limité à 12 db environ.

Une autre méthode utilisée par les mêmes auteurs, mais abandonnée, semble-t-il, à cause de complication technique excessive, consiste à mettre en parallèle les tensions détectées B. F. des différentes voies, après avoir assuré leur mise en phase convenable par un dispositif automatique. Nous n'insisterons pas sur la description du matériel considérable nécessité par la mise en œuvre de cette méthode.

Des solutions plus sommaires ont été utilisées dans d'autres réalisations, telle par exemple, la mise en parallèle des tensions B. F. détectées par les différentes voies.

4. Description du matériel S. F. R.

Les récepteurs à bande latérale unique des séries Remno et Repno construits par la S. F. R. pour le compte des Ministères des P. T. T. et des Colonies, comportent un dispositif permettant le fonctionnement en double diversité (brevet déposé sous le n° 561 548). Le dispositif prévu diffère de ceux qu'on vient de décrire, en ce que le niveau de référence est fourni, pour chacune des deux voies, par le niveau moyen de l'onde porteuse. La commutation fonctionne ainsi indépendamment de la modulation transmise par les bandes latérales.

Les parties essentielles du dispositif sont représentées sur le schéma simplifié figure 2.

Les deux voies de réception comprennent chacune une antenne, un amplificateur H. F., un premier changement de fréquence, un amplificateur première M. F. sur 1 Mc : s, un deuxième changement de fréquence et un amplificateur deuxième M. F. sur 84 kc : s. Ce dernier alimente, d'une part, un amplificateur de porteuse précédé d'un filtre à

bande étroite (50 cycles : s) qui laisse passer la porteuse en bloquant les bandes de modulation. Les sorties des deux amplificateurs de porteuse sont connectées au circuit commun de détection différentielle; elles alimentent en même temps, les circuits classiques du contrôle automatique de gain.

Les amplificateurs deuxième M. F. sont reliés, d'autre part, à la chaîne commune de démodulation et amplification B. F. par l'intermédiaire des étages de blocage *B — B'* qui règlent l'ouverture et la fermeture de l'une ou l'autre voie de réception.

Le circuit de détection différentielle est du type

sont prélevées sur les plaques T et T' et transmises aux grilles des étages correspondants. Le blocage de T libère l'étage B qui laisse passer le signal I. En même temps, le déblocage de T' supprime le signal II en bloquant B', et réciproquement.

L'utilisation du trigger permet d'éviter la superposition dans le circuit commun de démodulation de deux tensions pouvant se détruire par une opposition de phase. Cet avantage est obtenu au prix d'une certaine irréversibilité; le basculement se produit pour deux tensions d'entrée différentes à l'aller et au retour.

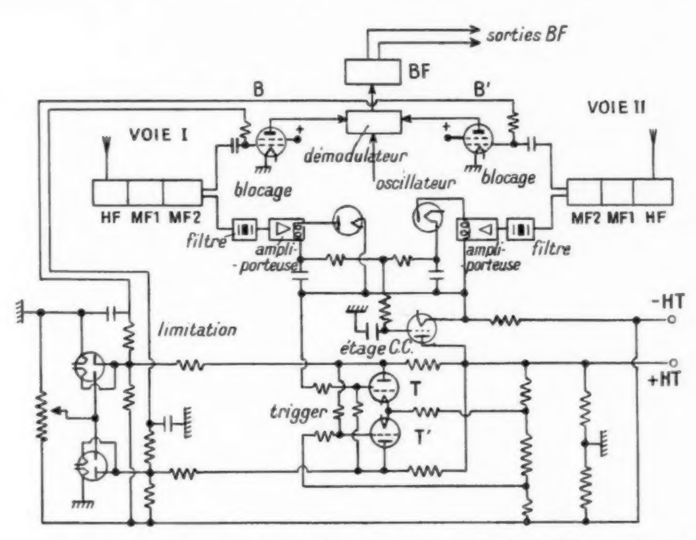


Fig. 2. — Schéma du dispositif de double diversité à bande latérale unique S. F. R.

série. La tension différentielle fournie par ce circuit est positive ou négative, selon que la tension dominante vient par l'une ou l'autre des voies.

La tension différentielle est appliquée à la grille d'entrée d'un étage à courant continu à travers un circuit à constante de temps, dont le rôle est d'éliminer les commutations qui pourraient être provoquées par le fading sélectif de porteuse.

La tension recueillie sur la résistance cathodique de l'étage à courant continu actionne l'ouverture et la fermeture des voies, par l'intermédiaire d'un trigger du type Eccles Jordan dont le basculement provoque la commutation des voies. Le trigger est réglé de façon à basculer au moment où la tension différentielle devient faiblement négative.

La prédominance de la voie I provoque ainsi le blocage de la triode T, la prédominance de la voie II débloque la triode T et bloque T'.

Les tensions de blocage des voies de réception

L'inconvénient qui en résulte peut être réduit à des proportions négligeables en utilisant des niveaux de détection suffisamment élevés. Les différences de niveaux de sortie correspondant aux deux tensions de basculement peuvent être ramenées à une fraction de décibel.

Afin de réduire au minimum le bruit parasite, ainsi que la déformation du signal pendant la période de commutation, on a adjoint au système de blocage deux ensembles de duo-diodes formant chacun un double limiteur. En aval de la limitation et en série avec la commande des grilles B, B' on a inséré deux circuits à constantes de temps identiques, à résistance élevée.

Les périodes transitoires dans les deux voies se trouvent ainsi synchronisées, ce qui permet d'éviter les *trous* et les renforcements pendant la commutation.

Le système décrit ci-dessus a été expérimenté sur

les liaisons de téléphonie transatlantique. Les résultats obtenus ont été jugés satisfaisants. La commutation des voies s'opère correctement même lorsque le champ incident est inférieur à 1 μV : m. Le bruit parasite dû à la commutation n'est pas perceptible dans une liaison téléphonique normale.

Avant de terminer, l'auteur voudrait rappeler le travail important de son regretté collègue M. Marcel Juillet qui a étudié et mis en route le prototype des récepteurs S. F. R. à bande latérale unique.

Ce travail a fourni le point de départ de l'étude résumée ci-dessus.

BIBLIOGRAPHIE.

F. A. Polkinghorn, *A single-sideband MUSA receiving system for commercial operation on transatlantic radiotelephone circuits* (*Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 28, Avril 1940, p. 157).

L. K. Curran, *A double-diversity two-channel single-sideband receiver* (*A. W. A. Technical Review*, October 1947, p. 337).

W. Lyons, Brevet U. S. A.-R. C. A. 26.136 du 12-11-1947.

C. T. F. Van der Wick, *Modern single-sideband equipement of the Netherlands P. T. T.* (*Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 36, n° 8, August 1948, p. 970).

Brevet S. F. R. n° 561.548 déposé le 5-10-48.

PRODUCTIONS NOUVELLES

NOUVEAUX TYPES DANS LA SÉRIE DES LAMPES MINIATURES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE

La série des tubes miniatures à brochage direct se complète de cinq nouveaux types désignés comme suit :

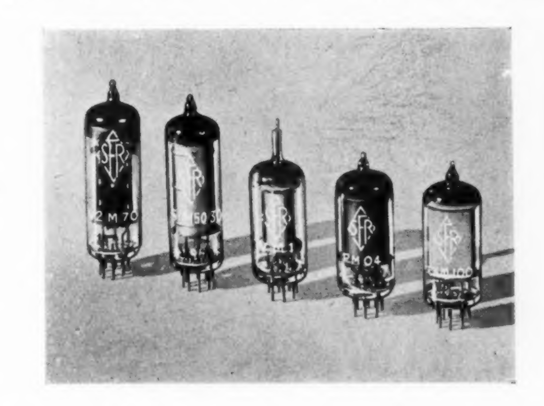
V2.M70— Valve biplaque classique;
VM.1— Valve monoplaque H. T.;
SM.150/30—Régulatrice de tension;
PM.04— Pentode H. F. à pente variable;
TXM.100— Thyratron tétrode à gaz.

Leurs caractéristiques mécaniques sont celles des séries déjà décrites : pied à 7 broches, diamètre d'encombrement, 19 mm. La hauteur est indiquée dans le tableau ci-dessous où sont rassemblées les caractéristiques électroniques principales.

Rappelons les sept modèles mis au point précédemment :

HM.04 (6 BE.6)—Heptode changeuse de fréquence;
PM.05 (6 AK.6)— Pentode H. F.;
PM.07 — — —
BPM.04 (6 AQ.5)—Tétrode finale à faisceaux dirigés;
TM.12 (6 J.4)— Triode U.H.F.;
T2.MO5 (6 J.6)— Double triode U. H. F.;
D2.M9 (6 AL.5)— Double diode U. H. F.

Cet ensemble de douze types de lampes miniatures permet pratiquement la réalisation de tous les mon-



tages classiques ou particuliers dans tous les domaines d'application nécessitant des tubes précis, robustes et de faible encombrement.

	V2.M70.	VM.1.	SM.150/30	PM.04.	TXM.100.
Tension de chauffage (V)	6,3	1,4	(cathode froide).	6,3	6,3
Courant de chauffage (A)	0,6	0,05	-	0,3	0,6
Tension anodique maximum (V)	-	-	-	300	-
Dissipation anodique maximum (W)	-	-	-	3	-
Pente (mA : V)	-	-	-	4,4	-
Courant redressé moyen (mA)	70	1	-	-	-
Tension inverse maximum (V)	1250	4300	-	-	1300
Courant anodique moyen (mA)	-	-	-	-	100
Courant anodique de pointe (mA)	-	-	-	-	500
Tension stabilisée (V)	-	-	150	-	-
Courant maximum (mA)	-	-	30	-	-
Hauteur maximum (mm)	67	62	67	54	54
Dénomination américaine	6 X.4	1654	OA.2	6 BA.6	2 D.21

